

BERICHTE  
aus dem  
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE  
an der  
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT · KIEL

Nr. 279

**Systematische Einflüsse auf die Bestimmung  
der Schubspannung mit der  
“Dissipationsmethode” auf See**

von  
Angelika Neugum

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:

Institut für Meereskunde  
Abteilung maritime Meteorologie  
Düsternbrooker Weg 20  
D - 24105 Kiel

---

ISSN 0341 - 8561

DOI 10.3239/ITM\_BER\_279

# Zusammenfassung

Zur Modellierung der atmosphärischen Zirkulation sowie großräumiger ozeanischer Zirkulationen ist die Kenntnis realistischer Reibungskoeffizienten erforderlich, um großräumige Felder der Windschubspannung als Eingangswerte zur Verfügung zu stellen. Der Reibungskoeffizient läßt sich aus gleichzeitigen Messungen der Schubspannungsgeschwindigkeit und der mittleren Windgeschwindigkeit bestimmen. Zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit auf See bietet die "Dissipationsmethode" gegenüber anderen Methoden, z.B. der Kreuz-Korrelationsmethode, den Vorteil, daß sie unbeeinflußt durch seegangsinduzierte Windfluktuationen und Sensorschwankungen ist. Bereits seit den sechziger Jahren ist jedoch bekannt, daß die Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit mittels der "Dissipationsmethode" zu einer Überschätzung im Vergleich zu den Ergebnissen mit der Kreuz-Korrelationsmethode führt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zum einen mögliche Ursachen für systematische Einflüsse bei der Anwendung der "Dissipationsmethode" untersucht und zum anderen die Grenzen dieser Methode zur Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus dem Trägheitsunterbereich der gemessenen eindimensionalen turbulenten kinetischen Energiespektren abgesteckt. Dazu wurden an Bord der FS ALKOR zwei kreuzförmig angeordnete Heißfilmsonden verwendet, die bei einer Abtastrate von 20 kHz sowohl die Messung des longitudinalen als auch des vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrums gestatten.

Es zeigte sich, daß eine Identifizierung des Frequenzbereiches, der dem Trägheitsunterbereich zugeordnet werden darf, nur unter Verwendung eines Meßsystems möglich ist, das die Messung der longitudinalen und mindestens einer lateralen Windkomponente erlaubt. Die Ursache dafür ist darin begründet, daß sich der Beginn beziehungsweise das Ende des Trägheitsunterbereiches sowohl im niederfrequenten als auch im hochfrequenten Spektralbereich für die u- und w-Komponente unterscheidet. Gemäß der von Kolmogoroff theoretisch abgeleiteten Bedingungen unter lokal isotropen Verhältnissen, erfolgte die Identifizierung des Trägheitsunterbereiches sowohl anhand eines Abfalls der Energiespektren  $\sim f^{-5/3}$  als auch anhand der Überprüfung des Verhältnisses des vertikalen zum longitudinalen Energiespektrum auf den lokal

isotropen Wert  $4/3$ .

Es wurde gezeigt, daß die Frequenz der hochfrequenten Grenze des Trägheitsunterbereiches von der Windgeschwindigkeit abhängt und mit abnehmender Windgeschwindigkeit abnimmt. Die hochfrequente Grenze des Trägheitsunterbereiches des vertikalen Energiespektrums tritt bei gleicher Windgeschwindigkeit verglichen mit der des longitudinalen Energiespektrums bei höheren Frequenzen auf.

Systematische Einflüsse werden beim Auftreten von Anisotropie innerhalb des betrachteten Frequenzbereiches hervorgerufen. Abweichungen von lokaler Isotropie können auch durch eine Stromliniendrängung des Windfeldes infolge von Umströmungseffekten aufgrund von Schiffsaufbauten verursacht werden. Abweichungen von lokaler Isotropie, charakterisiert durch eine Abweichung des Verhältnisses des vertikalen zum longitudinalen Energiespektrum vom isotropen Wert  $4/3$ , können ebenfalls nur aufgrund der Messung der longitudinalen und mindestens einer lateralen Windkomponente festgestellt und auf der Grundlage der Gesamtenergieerhaltung nach Wucknitz (1979) korrigiert werden.

Die erzielten Ergebnisse für den Reibungskoeffizienten als Funktion der Windgeschwindigkeit stimmen mit denjenigen anderer Methoden im küstennahen Bereich überein.

Es zeigte sich, daß sich nur unter Verwendung eines geeigneten mindestens 2-Komponenten-Meßsystems systematische Einflüsse bei der Anwendung der "Dissipationsmethode" zur Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit erkennen lassen und mögliche Abweichungen von lokal isotropen Verhältnissen berücksichtigt werden können.

## Abstract

The determination of drag at sea using the “dissipation-method” yields the advantage of being insensitive to wave induced wind fluctuations or sensor oscillations. This is due to the use of energy spectra in the inertial subrange at frequencies above the wave spectrum. However, in comparison to simultaneous direct measurements using the covariance-method, Weiler and Burling (1967) revealed a systematic over-estimation up to 40 percent.

In this investigation the reasons of systematic influences on the determination of drag at sea using the “dissipation-method” have been studied. This was achieved using a X-configuration of two hotfilms to measure the longitudinal and vertical turbulent kinetic energy spectra. It is shown that the ratio of the vertical to the longitudinal energy spectra must be equal to the local isotropic value  $4/3$  to prove measurements in the inertial subrange. The reason is that the low frequency as well as the high frequency end of the inertial subrange differ for both components. Thus the inertial subrange can only be identified reliable by measuring the turbulent kinetic energy spectrum of the longitudinal component and at least one lateral component of the wind vector. In agreement with theory the high frequency end of the inertial subrange is a function of wind speed and decays with decreasing wind speed.

Using the “dissipation-method” systematic deviations arise due to anisotropy within the presumed inertial subrange. Only by measuring the longitudinal and at least one lateral wind component such deviations from local isotropy can be detected and adjusted in a suitable way based on the conservation of the total energy.

The drag coefficient as a function of wind speed derived by the “dissipation-method” using a two dimensional sensor-system is in good agreement with results of other methods in shallow waters.

This study clearly demonstrates that the “dissipation-method” is not suitable to ensure reliable results using one dimensional sensor-systems.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>IV</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1 Monin-Obukhov'sche Ähnlichkeitstheorie . . . . .	4
2.2 Bilanz der turbulenten kinetischen Energie . . . . .	6
2.3 Kolmogoroff-Hypothesen . . . . .	9
2.4 Spektren im inertial subrange . . . . .	12
2.5 "Dissipationsmethode" . . . . .	15
2.6 Bestimmung der Stabilität auf See . . . . .	16
2.7 Energie - und Cospektren . . . . .	20
<b>4 Datenmaterial</b>	<b>23</b>
4.1 Meßgebiet . . . . .	23
4.2 Aufbereitung der hochfrequenten on line Daten . . . . .	24
4.3 Gewinnung der mittleren Größen . . . . .	26
<b>5 Ergebnisse</b>	<b>29</b>
5.1 Einfluß des Schiffskörpers auf das Windfeld . . . . .	29
5.2 Verhältnis $S_w(f)/S_u(f)$ . . . . .	33
5.3 Energie- und Cospektren im inertial subrange . . . . .	37
5.4 Reibungskoeffizient . . . . .	43
5.4.1 Störeinfluß infolge von Schiffsaufbauten . . . . .	44
5.4.2 Korrektur der Anisotropie bei der Bestimmung der Reibungs- koeffizienten . . . . .	47
5.4.3 Korrektur aufgrund von Vertikaladvektion . . . . .	49
5.4.4 Korrigierter Reibungskoeffizient . . . . .	50

5.4.5	Einfluß der Abschätzung der turbulenten kinetischen Energie- bilanz auf die Ableitung von $C_{DN}$ . . . . .	53
5.5	Bestimmung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Geschwindigkeit . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Schlußbetrachtung</b>	<b>69</b>
<b>A</b>	<b>Heißfilm-Sonden-System</b>	<b>71</b>
A.1	Geschwindigkeitseichung der 2-dim. Heißfilmsonde . . . . .	72
A.2	Einfluß der Anströmungsrichtung . . . . .	89
A.2.1	Einfluß von Verunreinigungen . . . . .	93
<b>B</b>	<b>Windkanaluntersuchungen mit einem Modell der FS ALKOR</b>	<b>94</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>96</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>101</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>102</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>108</b>

# 1 Einleitung

Für das Verständnis der Wechselwirkungsprozesse im System Ozean-Atmosphäre ist die Kenntnis der Windschubspannung von eminenter Bedeutung, da der Antrieb der Strömungssysteme an der Meeresoberfläche im wesentlichen auf die Reibung des Windfeldes zurückzuführen ist. Die Windschubspannung an der Meeresoberfläche geht sowohl bei der Modellierung der atmosphärischen Zirkulation als auch der großräumigen windgetriebenen ozeanischen Zirkulation als Randbedingung ein. Für eine Verbesserung der Qualität numerischer Modelle sind daher zuverlässige Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit unerlässlich.

Direkte Messungen der Schubspannungsgeschwindigkeit sind mittels der Kreuz-Korrelationmethode möglich. Aufgrund des enormen experimentellen und technischen Aufwandes bei einer Anwendung dieser Methode auf See kann die Kreuz-Korrelationsmethode jedoch nicht routinemäßig eingesetzt werden. Zur Gewinnung großräumiger Felder der Windschubspannung wird stattdessen Gebrauch von der "bulk"-Parametrisierung gemacht. Diese gestattet die Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  aus Messungen der mittleren Windgeschwindigkeit, sofern der Reibungskoeffizient bekannt ist. Dieser Proportionalitätsfaktor läßt sich aus gleichzeitigen Messungen der Schubspannungsgeschwindigkeit und der mittleren Windgeschwindigkeit bestimmen.

Bei der Bestimmung von  $u_*$  mit der Kreuz-Korrelationsmethode tritt bei einem Einsatz auf See die Schwierigkeit auf, daß diese Methode empfindlich gegenüber niederfrequenten seegangsinduzierten Sensorschwankungen und vertikaler Schrägstellung des Sensors ist (Krauss, 1968). Auch die Ableitung von  $u_*$  mittels der Profilmethode gestaltet sich bei Messungen auf See als sehr schwierige Aufgabe, da Bewegungen und unvermeidbare Störungen des Windfeldes durch das Schiff oder die Meßplattform selbst große Fehlerquellen in sich bergen.

Eine Alternative gegenüber diesen Verfahren stellt die "Dissipationsmethode" dar. Sie basiert auf der Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus hochfrequenten Messungen der eindimensionalen Spektren der turbulenten kinetischen Energie innerhalb des Trägheitsunterbereiches. Da dieser Frequenzbereich außerhalb des Frequenzbereiches des Seegangsspektrums liegt, besitzen weder welleninduzierte Wind-

fluktuationen noch Sensorbewegungen einen Einfluß auf das Energiespektrum innerhalb des benötigten Frequenzbereiches. Aus dem Trägheitsunterbereich des turbulenten kinetischen Energiespektrums läßt sich die Energiedissipation  $\epsilon$  bestimmen und bei Kenntnis dieser Größe aus der Bilanzgleichung für die turbulente kinetische Energie die Schubspannungsgeschwindigkeit ableiten. Dieser einfache Ansatz und die Tatsache, daß der benötigte Frequenzbereich oberhalb der Seegangsfrequenz liegt, machen die "Dissipationsmethode" besonders attraktiv für eine Anwendung auf See. Weiler und Burling (1967), die als eine der ersten diese Methode anwendeten, stellten jedoch eine systematische Überschätzung der Schubspannungsgeschwindigkeit von circa 40 % im Vergleich zu den Ergebnissen mit simultan durchgeführten direkten Messungen mit der Kreuz-Korrelationsmethode unter Verwendung von zwei kreuzförmig angeordneten Heißfilmsonden fest. Wucknitz zeigte bereits 1979, daß diese systematische Verfälschung der Schubspannungsgeschwindigkeit bei der Ableitung mittels der "Dissipationsmethode" durch das Auftreten von Anisotropie verursacht wird. Darüberhinaus führt die Verwendung von Analogfiltern, die nicht scharf genug sind, um einen Energiefluß in das betrachtete Frequenzband hinein zu verhindern, zu einer Überschätzung von  $u_*$ . Zur Identifizierung des Trägheitsunterbereiches genügt es daher keinesfalls, lediglich den Abfall des turbulenten Energiespektrums der Longitudinalwindkomponente proportional zu  $f^{-5/3}$  als alleinige notwendige Bedingung nachzuweisen. Zusätzlich muß das Verhältnis des eindimensionalen turbulenten Energiespektrums der Vertikalkomponente des Windes zur Longitudinalkomponente auf den lokal isotropen Wert von  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$  überprüft werden. Denn wie bereits mehrfach experimentell nachgewiesen wurde, behält das eindimensionale turbulente kinetische Energiespektrum der Longitudinalkomponente noch über die untere Grenze des Trägheitsunterbereichs hinaus innerhalb des Produktionsbereiches, der bereits durch anisotrope Verhältnisse gekennzeichnet ist, einen Abfall proportional zu  $f^{-5/3}$  bei. Aufgrund der in diesem Frequenzbereich auftretenden Anisotropie kommt es nach Wucknitz (1979) bei Anwendung der indirekten Dissipationsmethode im niederfrequenten Spektralbereich unter ausschließlicher Berücksichtigung des Longitudinalspektrums zu einer systematischen Verfälschung der Schubspannungsgeschwindigkeit. Trotzdem wurde in der darauffolgenden Zeit die "Dissipationsmethode" weiterhin im niederfrequenten Spektral-



bereich zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Messungen des Longitudinalwindspektrums durchgeführt. Dies hat unter Verwendung der “Dissipationsmethode” zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten zur Manifestierung von zu hohen Werten in der Fachliteratur geführt.

Aufgrund der oben geschilderten Problematik bei der Anwendung der “Dissipationsmethode” im niederfrequenten Spektralbereich und der Notwendigkeit der Kenntnis zuverlässiger Reibungskoeffizienten, setzt sich diese Arbeit zum einen die Untersuchung möglicher Ursachen für das Auftreten von systematischen Einflüssen bei der Anwendung der “Dissipationsmethode” und zum anderen die Untersuchung der Grenzen der Anwendbarkeit dieser Methode zum Ziel. Die Identifizierung des Trägheitsunterbereiches soll sowohl anhand eines Abfalls der turbulenten kinetischen Energiespektren  $\sim f^{-5/3}$  als auch aufgrund einer Überprüfung des Verhältnisses des gemessenen vertikalen zum longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrum auf den “lokal isotropen” Wert von  $4/3$  erfolgen. Darüberhinaus soll eine Abschätzung für das hochfrequente Ende des Trägheitsunterbereiches als Funktion der mittleren Windgeschwindigkeit angegeben und die Frage untersucht werden, ob bei geringen Windgeschwindigkeiten beziehungsweise Reynoldszahlen ein Trägheitsunterbereich existiert.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen für die Anwendung der "Dissipationsmethode" vorgestellt. Diese Methode basiert auf der Auswertung der turbulenten kinetischen Energiebilanz in der bodennahen Luftschicht. Unter der Gültigkeit der Kolmogoroff-Hypothesen läßt sich die Dissipation aus dem Trägheitsunterbereich der turbulenten kinetischen Energiespektren bestimmen und damit unter Berücksichtigung der turbulenten kinetischen Energiebilanz die Schubspannungsgeschwindigkeit ableiten. Im Anschluß daran wird das Verfahren zur Bestimmung der Stabilität der atmosphärischen Dichteschichtung erläutert und die Theorie zur Bestimmung der Energiespektren aus den gemessenen Windfluktuationen skizziert.

### 2.1 Monin-Obukhov'sche Ähnlichkeitstheorie

Innerhalb der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht dürfen die vertikalen turbulenten Flüsse in erster Näherung als höhenkonstant vorausgesetzt werden. Bei nicht allzu großen Abweichungen von neutraler Dichteschichtung (Erzwungene Konvektion) läßt sich die Struktur des turbulenten Feldes nach der Monin-Obukhov'schen Ähnlichkeitstheorie eindeutig mit Hilfe folgender vier Parameter beschreiben läßt:

$u_* = \sqrt{w'u'}$	Schubspannungsgeschwindigkeit am Boden
$H = c_p \cdot \rho \cdot \overline{w'\theta'}$	vertikaler sensibler Wärmefluß
$\frac{g}{\bar{\theta}}$	thermischer Auftriebsparameter
$z$	Meßhöhe

wobei  $u$  die longitudinale und  $w$  die vertikale Windkomponente,  $\rho$  die Dichte der Luft,  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck,  $g$  die Erdbeschleunigung und  $\bar{\theta}$  die mittlere potentielle Temperatur beschreibt. Die gestrichenen Größen geben jeweils die Fluktuationen an.

Dimensionsanalytische Überlegungen führten zur Definition einer dimensionslosen Größe  $z/L$  aus den strukturbestimmenden Parametern als ein Maß für die Stabilität der atmosphärischen Dichteschichtung. Die Größe  $L$  kennzeichnet die

“Monin-Obukhov-Länge”. Berücksichtigt man zusätzlich den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, dann läßt sich der dimensionslose Stabilitätsparameter  $z/L$  nach Einführung des “Bowen-Verhältnisses” in folgender Weise definieren:

$$\frac{z}{L} = - \frac{\kappa \cdot z \cdot \left(\frac{g}{\theta}\right) \cdot H}{\rho \cdot c_p \cdot u_*^3} \cdot \left(1 + \frac{0.07}{BOW}\right) \quad (1)$$

wobei  $\kappa$  die empirisch bestimmte von Karmán-Konstante mit einer Unsicherheit von  $0.4 \pm 5\%$  für ihren Schätzwert ist. Das “Bowen-Verhältnis”  $BOW$  beschreibt das Verhältnis von sensiblem  $H$  zu latentem Wärme flu ß  $Q = l \cdot E$  (Panofsky und Dutton, 1984):

$$BOW = \frac{H}{l \cdot E} \quad \text{mit } l = 2.475 \cdot 10^6 \left[ \frac{J}{kg} \right] \quad (2)$$

Die Größe  $E$  kennzeichnet den Wasserdampf flu ß und  $l$  die Verdampfungswärme für Wasser, die hier als konstant mit der Temperatur angenommen wird. Bei labiler Dichteschichtung nimmt der dimensionslose Stabilitätsparameter  $z/L$  negative Werte ( $z/L < 0$ ) und bei stabiler positive Werte ( $z/L > 0$ ) an, während bei indifferenten Schichtungsverhältnissen sein Wert gegen Null strebt, da  $L$  unendlich groß wird und mechanische Produktion turbulenter kinetischer Energie in allen Höhen über Auftriebsproduktion überwiegt.

Aus dimensionsanalytischen Betrachtungen resultiert nun, daß alle Strukturfunktionen der Turbulenz — vorausgesetzt sie werden mit geeigneten Produkten dieser Skalenparameter in dimensionslose Form überführt — ausschließlich Funktionen von  $z/L$  sind.

Zank (1981) ging der Fragestellung nach der Gültigkeit der Monin-Obukhov- Ähnlichkeitstheorie auch innerhalb einer maritimen Grenzschicht nach, da sich die Verhältnisse grundlegend von denjenigen über Land aufgrund der Beeinflussung durch Meeresoberflächenwellen unterscheiden. Die experimentellen Ergebnisse in einer Me ß höhe von drei Metern bestätigen weitgehend die Anwendbarkeit der Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov auch in der wassernahen Luftschicht.

Unter Verwendung einer linearen Theorie über den Seegangseinflu ß in Anlehnung an Miles (1957) zeigte Zank (1981), daß die seegangsinduzierten Energiespektren

der Komponenten der Windgeschwindigkeit proportional zu  $e^{-2kz}$  abnehmen. Die Größe  $k$  bezeichnet die Wellenzahl und  $z$  die Entfernung in Richtung der Normalen zur mittleren Wasseroberfläche. Die Brechung der Wellen setzt ungefähr bei einem Verhältnis der Wellenhöhe zur Wellenlänge von  $1/7$  ein (Longuet-Higgins, 1969; Dietrich et al., 1975; Cokelet, 1977 und LeBlond, 1978). Ochi (1983) gibt  $1/10$  an. Demzufolge nehmen die seegangsinduzierten turbulenten kinetischen Energiespektren der Windkomponenten in einer Höhe, die der 2- bis 2.5-fachen Wellenhöhe entspricht, auf circa 5 % ab. Bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 14 (m/s) beträgt die typische Wellenhöhe im Langelands Belt circa 1.5 Meter und im Skagerrak circa 3.4 Meter (aus dem Atlas zur Ermittlung der Wellenhöhe in der südlichen Ostsee (1979) und dem Nachtrag Nr.1 zum Nordsee-Handbuch: "Östlicher Teil", 1991). Somit sind welleninduzierte Windgeschwindigkeitsfluktuationen bereits in einer Höhe von 3 bis 3.7 Metern (Langelands-Belt) beziehungsweise 6.8 bis 8.5 Meter (Skagerrak) oberhalb der Meeresoberfläche vernachlässigbar. In der Meßhöhe von 13 Metern oberhalb der Meersoberfläche ist daher davon auszugehen, daß die welleninduzierten Windgeschwindigkeitskomponenten keinen Einfluß mehr auf die atmosphärischen Turbulenzspektren besitzen.

## 2.2 Bilanz der turbulenten kinetischen Energie

Die Bilanz der turbulenten kinetischen Energie pro Masseneinheit in der bodennahen Luftschicht läßt sich nach Dutton und Panofsky (1984) in folgender Weise darstellen:

$$0 = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + g \frac{\overline{w'\theta'}}{\bar{\theta}} \left( 1 + \frac{0.07}{BOW} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{\epsilon w'}}{\partial z} - \epsilon \quad (3)$$

wobei  $\bar{u}$  die mittlere Komponente des Geschwindigkeitsvektors in longitudinaler Richtung beschreibt und  $p'$  die Fluktuation des Luftdruckes. Die Größe  $\epsilon$  kennzeichnet die turbulente kinetische Energie pro Masseneinheit und  $\epsilon$  die Dissipation. Die oben angeführte Bilanzgleichung (3) für die turbulente kinetische Energie innerhalb der bodennahen Luftschicht beinhaltet folgende Approximationen:

- Stationarität der statistischen Eigenschaften der Strömungsvariablen und somit:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} \equiv 0 \quad (4)$$

- Horizontale Homogenität

Im Gegensatz zu kontinentalen Oberflächen ist die Voraussetzung der horizontalen Homogenität kleinskaliger Bewegungen über der Meeresoberfläche recht gut erfüllt, wie Fleagle (1972) bei seinen Untersuchungen in der Nähe von Barbados bestätigte. Als Konsequenz dieser Vereinfachung verschwinden die horizontalen Gradienten der mittleren Größen und insbesondere dürfen die horizontalen Variationen der turbulenten Flüsse gegenüber den vertikalen vernachlässigt werden:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i' u_k'} = 0 \quad \text{für } k = 1, 2 \quad (5)$$

- Boussinesq-Approximation

Diese Approximation beruht darauf, daß Dichteschwankungen gering und in erster Linie auf thermische Effekte zurückzuführen sind, nicht jedoch durch Druckschwankungen hervorgerufen werden. Die Atmosphäre läßt sich daher als inkompressibles Fluid annehmen mit Ausnahme des Falles, daß Dichteschwankungen in Auftriebstermen auftreten.

- Vernachlässigung der molekularen gegenüber der turbulenten Reibung innerhalb der bodennahen Luftschicht.
- Verwendung eines speziellen kartesischen Koordinatensystems, dessen x-Achse in die Richtung des mittleren Windes weist.

Die einzelnen Terme der Bilanzgleichung (3) lassen sich folgendermaßen interpretieren:

$$P = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Transformation kinetischer Energie der mittleren Strömung infolge der vertikalen Scherung des mittleren Windes in kinetische Energie der longitudinalen Komponente des turbulenten Bewegungsfeldes.

$$B = g \frac{\overline{w'\theta'}}{\bar{\theta}} \left( 1 + \frac{0.07}{BOW} \right)$$

Umwandlung potentieller Energie der Dichtschichtung aufgrund thermischer Auftriebskräfte in turbulente kinetische Energie der Vertikalkomponenten der turbulenten Zusatzbewegung.

$$D_e = \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z}$$

Divergenz des turbulenten Flusses kinetischer Energie.

$$D_p = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z}$$

Druck-Geschwindigkeitskorrelationen tragen weder zur Produktion noch zur Aufzehrung von turbulenter kinetischer Energie bei. Sie bewirken vielmehr einen Energietransfer bereits vorhandener Energie zwischen den Komponenten in Längs- und Querrichtung und führen schließlich zu einer Annäherung an isotrope Verhältnisse innerhalb der turbulenten Strömung.

$$\varepsilon = 15 \nu \left( \frac{\partial \overline{u'}}{\partial z} \right)^2$$

Irreversible Dissipation turbulenter kinetischer Energie durch viskose Reibungskräfte in Wärme, wobei  $\nu$  die kinematische Viskosität beschreibt.

Die Bilanz der turbulenten kinetischen Energie in der oberflächennahen Luftschicht läßt sich durch Normierung der einzelnen Terme mit dem Faktor  $\kappa \cdot z / u_*^3$ , anschließender Substitution von  $-\overline{u'w'}$  durch  $u_*^2$  und nach Einführung der dimensionslosen Windscherung  $\Phi_M(z/L)$

$$\Phi_M(z/L) = \frac{\kappa \cdot z}{u_*} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6)$$

und der dimensionslosen Dissipationsrate  $\Phi_\varepsilon(z/L)$ :

$$\Phi_\varepsilon \left( \frac{z}{L} \right) = \frac{\kappa \cdot z}{u_*^3} \varepsilon \quad (7)$$

schließlich in dimensionsloser Form darstellen:

$$0 = \Phi_M \left( \frac{z}{L} \right) - \frac{z}{L} - D_e - D_p - \Phi_\epsilon \left( \frac{z}{L} \right) \quad (8)$$

## 2.3 Kolmogoroff-Hypothesen

Grundlage für die Anwendung der “Dissipationsmethode” stellt die Gültigkeit der Kolmogoroff-Hypothesen dar. Kolmogoroff entwickelte im Jahre 1941 eine Ähnlichkeitstheorie der Turbulenz, die auf dem Konzept eines Kaskaden-Prozesses begründet ist (Friedland and Topper, 1961). Demzufolge erstreckt sich das dreidimensionale Energiespektrum beim Auftreten von sehr hohen Reynoldszahlen über einen derart großen Bereich, daß mit anwachsender Wellenzahl eine zunehmende Entkopplung der turbulenten Struktur von der ursprünglich anisotropen Form mit zunehmender Annäherung an lokal isotrope Verhältnisse vonstatten geht. Dieser Umstand impliziert nun, daß bei sehr großen Wellenzahlen der direkte Einfluß aufgrund der großen Wirbelelemente verloren geht und die kleinen Wirbelelemente unabhängige Eigenschaften aufweisen und isotrop sind.

Kolmogoroff ging davon aus, daß sich in einer ausgereiften turbulenten Strömung, die durch sehr hohe Reynoldszahlen charakterisiert ist, die Spektren der Geschwindigkeitskomponenten in drei Bereiche einteilen lassen, in denen unterschiedliche Prozesse dominieren.

Der Spektralbereich der niedrigen Wellenzahlen (großen Wirbelelementen) ist gekennzeichnet durch anisotrope Verhältnisse. Hier findet ein Energieübertrag aus der mittleren Bewegung in die turbulente Bewegung aufgrund mechanischer Produktion infolge einer vertikalen Scherung des mittleren Windes und/ oder je nach Schichtungszustand thermische Auftriebsproduktion statt. Dieser Spektralbereich wird als Produktionsbereich bezeichnet.

Bei genügend hohen Reynoldszahlen dürfen schließlich isotrope Verhältnisse angenommen werden. Die statistischen Eigenschaften des turbulenten Bewegungsfeldes sind dann invariant gegenüber einer Drehung des Koordinatensystems. Nach Kol-

mogoroff stellen Spektren unter isotropen Verhältnissen ausschließlich eine Funktion der Energie dar, die dissipiert werden muß, und der kinematischen Viskosität, die diejenige Wellenlänge festlegt, bei der schließlich Dissipation dominant auftritt. Auf diesen Spektralbereich bei großen Wellenzahlen (kleinen Wirbelgrößen) bezieht sich Kolmogoroff (1941) in seiner ersten Hypothese (Zitat nach Hinze, 1959):

*“At sufficiently high Reynolds numbers there is a range of high wavenumbers where the turbulence is statistically in equilibrium and uniquely determined by the parameters  $\varepsilon$  and  $\nu$ . This state of equilibrium is universal.”*

Dieser Gleichgewichtsbereich wird als “universal” bezeichnet, da die Turbulenz innerhalb dieses Bereiches unabhängig von externen Bedingungen ist, die eine Produktion von turbulenter kinetischer Energie verursachen. Das Spektrum der turbulenten Bewegung resultiert allein als Konsequenz der beiden Parameter  $\varepsilon$  und  $\nu$ . Aus diesen beiden Größen läßt sich eine Längenskala  $\eta$  ableiten:

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (9)$$

Diese als Kolmogoroff-Mikroskala bezeichnete Größe  $\eta$  läßt sich als diejenige Wirbelgröße interpretieren, bei der die Viskosität eine entscheidende Rolle zu spielen beginnt und das Spektrum infolgedessen scharf abfällt (Lumley and Panosky, 1964). Bei genügend hohen Reynoldszahlen schließt sich nach Kolmogoroff an den Produktionsbereich innerhalb des Gleichgewichtsbereiches ein Spektralbereich an, in dem weder Produktion von Energie noch Dissipation stattfindet, sondern ausschließlich nichtlinearer Energietransfer unter dem Einfluß von Trägheitskräften von großen zu kleinen Wirbelelementen hin dominiert. Die großen Wirbelelemente zerfallen unter der Einwirkung von Trägheitskräften bzw. “vortex stretching” infolge von fluktuierenden Geschwindigkeitsgradienten in immer kleinere Elemente (Tennekes and Lumley, 1972). Mit zunehmender Wellenzahl findet in diesem Spektralbereich unter der Einwirkung von Druck-Geschwindigkeitskorrelationen in zunehmendem Maße eine Annäherung an isotrope Verhältnisse statt. Die Spektraldichte  $S(k)$  hängt nunmehr ausschließlich von der Wellenzahl  $k$  und der Dissipationsrate  $\varepsilon$  selbst ab. Die



auftretenden Wellenlängen sind klein im Vergleich zum Abstand von der Erdoberfläche und groß im Vergleich zur Kolmogoroff-Mikroskala  $\eta$ . Dieser Spektralbereich ist Gegenstand der zweiten Hypothese von Kolmogoroff, Zitat nach Hinze (1959) :

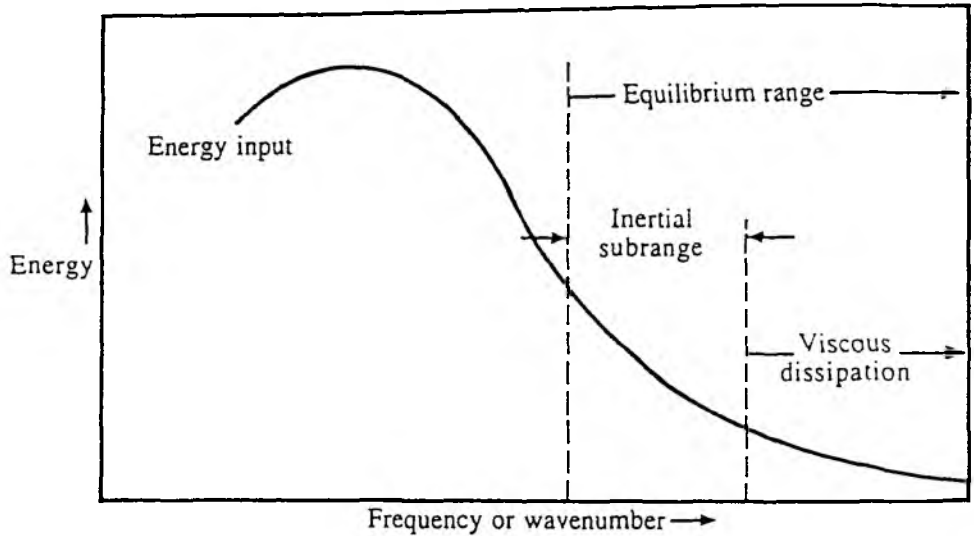
*“If the Reynolds number is infinitely large, the energy spectrum in the subrange satisfying the condition*

$$k_e \ll k \ll k_d$$

*is independent of  $\nu$ , and is solely determined by one parameter  $\varepsilon$ .”*

Die Größe  $k_d = 1/\eta$  beschreibt den reziproken Wert der Kolmogoroff-Mikroskala und  $k_e = 1/d_e$  den reziproken Wert der mittleren Größe derjenigen Wirbelelemente  $d_e$  innerhalb des Produktionsbereiches. Dieser Bereich des Spektrums wird auch als Trägheitsunterbereich bzw. inertial subrange bezeichnet, da hier der Energietransfer aufgrund von Trägheitskräften den entscheidenden physikalischen Prozeß darstellt. Innerhalb dieses Trägheitsunterbereiches ist die spektrale Energiedichte unbeeinflusst von den Mechanismen, die zur Produktion von turbulenter kinetischer Energie führen. Die kleinen Wirbelelemente bei hohen Frequenzen erhalten ihre gesamte Energie via Energiekaskade von den großen Wirbelelementen im Produktionsbereich, ohne direkt in Wechselwirkung mit der mittleren Strömung beziehungsweise mit der Dichteschichtung treten zu müssen.

Die Dissipation aufgrund viskoser Reibung nimmt mit abnehmender Wirbelgröße zu und erreicht schließlich bei den kleinsten Wirbeln ihr Maximum. Oberhalb einer Wellenzahl, charakterisiert durch  $\eta^{-1}$ , stellt letztlich die Viskosität den dominierenden physikalischen Prozess dar und spiegelt sich in einem scharfen Abfall des Energiespektrums wieder. Dieser Spektralbereich wird Dissipationsbereich genannt. Je größer die für den Strömungszustand charakteristische Reynoldszahl ist, umso größer ist schließlich auch diejenige Wellenzahl, bei der das Maximum des Dissipationsspektrums zutage tritt (Lumley and Panofsky, 1964).



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie nach Garratt (1992).

### 3.4 Spektren im inertial subrange

Unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Kolmogoroff'schen Hypothesen folgt aus dimensionsanalytischen Untersuchungen unter Anwendung des Buckingham'schen Pi-Theorems innerhalb des Trägheitsunterbereiches die Existenz nur einer einzigen Pi-Gruppe. Daraus läßt sich die Form des dreidimensionalen Geschwindigkeitsspektrums  $S(f)$  ableiten

$$S(k) = a \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (10)$$

mit der Kolmogoroff-Konstanten  $a$  und der Wellenzahl  $k$ . Nur unter der Voraussetzung lokal isotroper Verhältnisse gilt diese Abhängigkeit  $\sim k^{-5/3}$  ebenfalls für die eindimensionalen Spektren der Windkomponenten. Die universelle Form des eindimensionalen longitudinalen Energiespektrums wurde in der atmosphärischen Grenzschicht über Land unter anderen von MacCready (1953), Taylor (1955), Record und

Cramer (1966), Kaimal et al. (1972) und Champagne et al. (1977) bestätigt. Pond et al. (1963, 1966), Van Atta und Chen (1970), Paquin und Pond (1971) und Mestayer et al. (1978) wiesen sie innerhalb einer maritimen atmosphärischen Grenzschicht nach.

In der vorliegenden Arbeit wurde für die Kolmogoroff-Konstante  $a$  der Wert 0.15 nach Champagne et al. (1977) und Mestayer (1987) für die longitudinale Komponente benutzt. Die Unsicherheit für den Schätzwert der empirisch bestimmten Kolmogoroff-Konstanten liegt bei  $0.15 \pm 10\%$ .

Herrschen lokal isotrope Verhältnisse in einer turbulenten Strömung, dann besteht nach Batchelor (1953) und Hinze (1959) zwischen dem longitudinalen  $S_u(k)$  und dem vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrum  $S_w(k)$  folgender Zusammenhang:

$$S_w(k) = \frac{1}{2} \left[ S_u(k) - k \frac{dS_u(k)}{dk} \right] \quad (11)$$

Substituiert man nun für das vertikale Energiespektrum  $S_w(k)$  die Form des Spektrums innerhalb des inertial subrange mit der Konstanten  $C$ ,

$$S_w(k) = C k^{-5/3} \quad (12)$$

so folgt schließlich für die Beziehung zwischen longitudinalem und vertikalem Geschwindigkeitsspektrum im Trägheitsunterbereich:

$$S_w(k) = \frac{4}{3} S_u(k) \quad (13)$$

Prinzipiell besteht die Schwierigkeit, daß sich die Existenz eines "lokal" isotropen Trägheitsunterbereiches im allgemeinen nicht beweisen läßt. Üblicherweise begnügt man sich in der Praxis damit, den Abfall des Spektrums proportional zu  $k^{-5/3}$  nachzuweisen. Bei einer Darstellung  $\log S(f)$  gegen  $\log f$  läßt sich der inertial subrange anhand einer Geraden mit der Steigung  $-5/3$  identifizieren. Aufgrund der unvermeidlichen statistischen Schwankungsbreite läßt sich jedoch nur näherungsweise ein linearer Verlauf des Spektrums in diesem Bereich aufzeigen, was schließlich dazu führt, daß in die Beurteilung ein erhebliches Maß an Willkür mit einfließt. Als wesentlich vorteilhafter erweist sich stattdessen eine Darstellung, bei der  $S(f) \cdot f^{5/3}$  gegen  $\log f$  aufgetragen wird. Bei dieser Wahl der Darstellungsform tritt eine Abweichung vom

“  $-5/3$  ” Gesetz wesentlich deutlicher zutage. Notwendige Bedingungen für die Existenz eines lokal isotropen Trägheitsunterbereiches lauten in dieser Darstellung:

$$\hat{S}_u(f) = S_u(f) \cdot f^{5/3} = \text{konst.} \quad (14)$$

$$\hat{S}_w(f) = S_w(f) \cdot f^{5/3} = \text{konst.} \quad (15)$$

$$\frac{\hat{S}_w(f)}{\hat{S}_u(f)} = \frac{S_w(f)}{S_u(f)} = \frac{4}{3} \quad (16)$$

Zum Nachweis von lokal isotropen Verhältnissen innerhalb des inertial subranges muß demzufolge als eine der notwendigen Bedingungen das Verhältnis des vertikalen zum longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrum auf den Wert  $4/3$  überprüft werden.

Es wurde mehrfach experimentell nachgewiesen, daß mit zunehmender Anisotropie, d.h. abnehmender Frequenz bzw. abnehmender Wellenzahl, das Energiespektrum der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten  $S_w(f)$  rascher abfällt als dasjenige der longitudinalen  $S_u(f)$ . Das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f)$  nimmt daher im Vergleich zum “lokal isotropen” Wert  $4/3$  niedrigere Werte an, während  $S_u(f)$  seinen Verlauf  $\sim f^{-5/3}$  auch bei kleineren Frequenzen bzw. niedrigen Wellenzahlen beibehält (Pond et al. (1963), Weiler und Burling (1967), Bush und Panofsky (1968), Kaimal (1972), Wucknitz (1979)). Diese Tatsache birgt eine große Fehlerquelle bei der Bestimmung desjenigen Frequenzbereiches in sich, der dem inertial subrange zugeordnet werden darf. Zieht man zur Identifizierung des Trägheitsunterbereiches ausschließlich das eindimensionale Energiespektrum der Longitudinalkomponente heran und verwendet darüberhinaus Meßinstrumente mit geringer Frequenzauflösung (1 bis 20 Hz), läuft man daher Gefahr, sich noch innerhalb des durch Anisotropie charakterisierten Produktionsbereiches des Spektrums zu befinden.

### 3.5 “Dissipationsmethode”

Die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie  $\varepsilon$  lässt sich unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Taylor-Hypothese sowie der Kolmogoroff-Hypothese aus den eindimensionalen Energiespektren der Windkomponenten innerhalb des Trägheitsunterbereiches ableiten.

Die Hypothese von der “eingefrorenen” Turbulenz nach Taylor stellt eine Verknüpfung zwischen dem räumlichen und zeitlichen Turbulenzfeld dar:

$$k_1 \cdot S(k_1) = f \cdot S(f) \quad \text{mit} \quad f = \bar{u} \cdot k_1 \quad (17)$$

wobei die Größe  $k_1$  die eindimensionale Wellenzahl in x-Richtung kennzeichnet. Damit ergibt sich schließlich für die spektrale Dichte der longitudinalen  $S_u(f)$  und der vertikalen Komponente  $S_w(f)$  innerhalb des Trägheitsunterbereiches mit der Kolmogoroff-Konstanten  $A = a \cdot (2\pi)^{2/3}$ :

$$S_u(f) = A \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \left( \frac{\bar{u}}{2\pi} \right)^{2/3} \quad (18)$$

$$S_w(f) = \frac{4}{3} A \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \left( \frac{\bar{u}}{2\pi} \right)^{2/3} = \frac{4}{3} S_u(f) \quad (19)$$

Die Bestimmung von  $u_*$  mittels der “Dissipationsmethode” beruht auf der Ermittlung der Dissipationsrate  $\varepsilon$  aus dem Trägheitunterbereich der Energiespektren.

$$\varepsilon = \left\{ \frac{S_u(f)}{A} \cdot f^{5/3} \right\}^{3/2} \cdot \frac{2\pi}{\bar{u}} \quad (20)$$

Nach Substitution von  $\varepsilon$  Gleichung (20) in der dimensionslosen turbulenten kinetischen Energiebilanz folgt für  $u_*^2$ :

$$u_*^2 = \left( \frac{2\pi \kappa z}{\bar{u}} \right)^{2/3} \cdot \frac{S_u(f) \cdot f^{5/3}}{A} \cdot \left( \Phi_M(z/L) - \frac{z}{L} - D_\varepsilon - D_p \right)^{-2/3} \quad (21)$$

Nach Gleichung (8) ergibt sich schließlich:

$$u_*^2 = \left( \frac{2\pi \kappa z}{\bar{u}} \right)^{2/3} \cdot \frac{S_u(f) \cdot f^{5/3}}{A} \cdot (\Phi_\varepsilon(z/L))^{-2/3} \quad (22)$$

Ist die thermische Dichteschichtung  $z/L$  bekannt, dann lässt sich unter Verwendung einer geeigneten Abschätzung der turbulenten kinetischen Energiebilanz schließlich

der sogenannte diabatische Faktor  $(\Phi_\epsilon(z/L))^{-2/3}$  ermitteln. Zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit gemäß der "Dissipationsmethode" genügt nun die Messung der hochfrequenten Energiespektren der eindimensionalen Windkomponenten innerhalb des Trägheitsunterbereiches.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit mit der "Dissipationsmethode" beträgt aufgrund der Unsicherheit der empirisch bestimmten Konstanten weniger als 3.2 % (Kolmogoroff-Konstante) und weniger als 1.7 % (von Karmán-Konstante).

Wie jedoch bereits seit 1967 nach Weiler und Burling bekannt ist, führt die Anwendung der "Dissipationsmethode" zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit im Vergleich zu direkten Messungen mit der Kreuz-Korrelationsmethode zu einer Überschätzung von bis zu 40 %. Wucknitz stellte bereits 1979 fest, daß eine Abweichung in den Ergebnissen dieser beiden Methoden durch Auftreten von Anisotropie, charakterisiert durch eine Abweichung von dem lokal isotropen Wert  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$ , verursacht wird.

### 3.6 Bestimmung der Stabilität auf See

Zur Bestimmung der thermischen Dichteschichtung  $z/L$  (Gleichung 1) auf See lassen sich die vertikalen turbulenten Flüsse mittels der "bulk"-Parametrisierung durch Differenzen mittlerer Größen approximieren. Die vertikalen Flüsse von Impuls  $\tau$ , sensibler Wärme  $H$  und Wasserdampf  $E$  lassen sich unter Verwendung des entsprechenden Reibungskoeffizienten  $C_D$ , der Stanton-Zahl  $C_H$  und der Dalton-Zahl  $C_E$  somit näherungsweise darstellen:

$$\tau = \rho \cdot C_D \cdot U^2 \quad (23)$$

$$H = -c_p \cdot \rho \cdot C_H \cdot U \cdot \overline{\Delta\theta} \quad (24)$$

$$E = -\rho \cdot C_E \cdot U \cdot \overline{\Delta q} \quad (25)$$

Die Größen  $\Delta\theta$  und  $\Delta q$  beschreiben jeweils die Differenzen der potentiellen Temperatur und der spezifischen Feuchte der Luft in der Referenzhöhe von 10 Metern und an der Wasseroberfläche und  $U$  die mittlere Windgeschwindigkeit in 10 Metern Höhe.

Die jeweils empirisch zu bestimmenden "bulk"-Koeffizienten für Impuls  $C_D$ , sensible Wärme  $C_H$  und Wasserdampf  $C_E$  weisen sowohl eine funktionale Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit als auch von der Stabilität auf. In der vorliegenden Arbeit findet hinsichtlich der Parametrisierung der vertikalen Flüsse mit Hilfe der "bulk"-Koeffizienten sowohl deren Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit als auch von der Dichteschichtung Berücksichtigung. Isemer (1987) leitete eine Korrektur der von Bunker (1976) angegebenen "bulk"-Koeffizienten ab, derzufolge Bunker's Werte um 21 % ( $C_D$ ), 17 % ( $C_H$ ) und 13 % ( $C_E$ ) reduziert werden müssen. Die "bulk"-Koeffizienten für Impuls und Feuchte werden tabellarisch als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Luft- und Wassertemperatur in der Tabelle 1 bez. 2 angegeben. Der "bulk"-Koeffizient für die sensible Wärme  $C_H$  leitet sich aus demjenigen für die Feuchte durch Multiplikation mit dem Faktor 0.95 ab ( $C_H = 0.95 \cdot C_E$ ).

$\Delta \Theta [K]$		4.9	0.9	0.1	-0.3	-1.1	
		bis	bis	bis	bis	bis	
$U [\frac{m}{s}]$	> 5.0	1.0	0.2	- 0.2	-1.0	-4.9	< -5.0
0 - 5	0.05	0.47	0.77	0.95	1.04	1.23	1.42
5 - 10	0.61	1.03	1.13	1.22	1.26	1.41	1.47
10 - 15	1.16	1.36	1.42	1.48	1.50	1.58	1.66
15 - 20	1.54	1.61	1.66	1.71	1.75	1.78	1.83

**Tabelle 1:**  $C_D \cdot 10^{-3}$  als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz Luft - Wasser nach Isemer (1987).

$\Delta \Theta [K]$		4.9	0.9	0.1	-0.3	-1.1	
		bis	bis	bis	bis	bis	
$U [\frac{m}{s}]$	$> 5.0$	1.0	0.2	- 0.2	-1.0	-4.9	$< -5.0$
0.0 - 3.0	0.06	0.26	0.63	1.15	1.43	1.78	2.19
3.0 - 6.0	0.19	0.58	0.97	1.16	1.26	1.46	1.75
6.0 - 9.0	0.60	1.02	1.18	1.25	1.27	1.37	1.56
9.0 - 12.0	0.92	1.18	1.29	1.33	1.37	1.43	1.56
12.0 - 15.0	1.21	1.37	1.40	1.43	1.46	1.51	1.60

**Tabelle 2:**  $C_E \cdot 10^{-3}$  als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz Luft - Wasser nach Isemer (1987).

Da im Rahmen dieser Untersuchung aufgrund der technischen Gegebenheiten an Bord des Forschungsschiffes ALKOR die Messung der Geschwindigkeit in einer Höhe von 13 Metern und die der Trocken- und Feuchttemperatur in einer Höhe von 17 Metern erfolgte, müssen zur Bestimmung von  $z/L$  in der Referenzhöhe von 10 Metern die mittleren Größen  $\bar{u}$ ,  $\bar{\theta}$  und  $\bar{q}$  für diese Höhe berechnet werden. Dies geschieht unter Berücksichtigung der Vertikalprofile nach Lumley und Panofsky (1964):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) - \Psi_M \left( \frac{z}{L} \right) \right] \quad (26)$$

$$\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}_0 = \frac{\theta_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_{0,\theta}} \right) - \Psi_H \left( \frac{z}{L} \right) \right] \quad (27)$$

$$\bar{q}(z) - \bar{q}_0 = \frac{q_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_{0,q}} \right) - \Psi_E \left( \frac{z}{L} \right) \right] \quad (28)$$

$z_0$ ,  $z_{0,\theta}$  und  $z_{0,q}$  kennzeichnen die Rauigkeitslänge für die jeweilige mittlere Größe und  $\Psi_x$  mit  $x = M, H$  und  $E$  die entsprechende integrierte Stabilitätsfunktion. Krügermeyer (1974) wies anhand von Profilbojen-Messungen nach, daß das mittlere Windprofil bei stärkerem Seegang erst unterhalb einer Meßhöhe von drei Metern signifikante Abweichungen vom logarithmischen Gesetz aufweist und dort der mittlere Gradient mit zunehmender Annäherung an die Wasseroberfläche eine größere



Zunahme besitzt als es der diabatische Profilansatz verlangt.

Die integrierten Stabilitätsfunktionen ergeben sich nach Paulsen (1970) für labile Schichtungsverhältnisse durch Substitution von  $x = (1 - 16 \cdot z/L)^{1/4}$  :

$$\Psi_M = \ln \left[ \left( \frac{1+x^2}{2} \right) \cdot \left( \frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \cdot \arctan(x) + \frac{\pi}{2} \quad (29)$$

$$\Psi_H = 2 \cdot \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right) = \Psi_E \quad (30)$$

und für stabile Schichtung nach Dyer (1974):

$$\Psi_M = -5 \cdot z/L = \Psi_H = \Psi_E \quad (31)$$

Zur Bestimmung der mittleren Größen  $\bar{u}$ ,  $\bar{\theta}$  und  $\bar{q}$  in 10 Metern Höhe ist jedoch die Kenntnis der Skalierungsgrößen  $u_*$ ,  $\theta_*$  und  $q_*$  erforderlich.

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (32)$$

$$\theta_* = - \frac{H}{\rho \cdot c_p \cdot u_*} \quad (33)$$

$$q_* = - \frac{E}{\rho \cdot u_*} \quad (34)$$

Diese Skalierungsgrößen lassen sich ebenso wie die Stabilität ( $z/L$ ) unter Verwendung der "bulk"-Parametrisierungen der vertikalen Flüsse approximieren (Gleichung 23 bis 25). Damit lassen sich dann die Rauigkeitslängen  $z_o$ ,  $z_{o,\theta}$  und  $z_{o,q}$  aus den Vertikalprofilen der mittleren Größen (Gleichung 26 bis 28) in 13 Meter Höhe berechnen. Anschließend werden die mittleren Größen  $\bar{u}$ ,  $\bar{\theta}$  und  $\bar{q}$  in 10 Metern Höhe aus den vertikalen Profilen bestimmt und daraus schließlich die Stabilität in 10 Metern Höhe unter Verwendung der "bulk"-Parametrisierung der vertikalen Flüsse angenähert. Die Bestimmung der Stabilität in 10 Meter Höhe erfolgt iterativ auf dem oben skizzierten Weg, wobei der jeweils letzte Schätzwert für  $z/L$  in die Berechnung eines verbesserten Näherungswertes eingeht. Das Abbruchkriterium für die Iteration liegt bei 0.001 für die Differenz zwischen zwei Iterationsschritten für  $z/L$ .

### 3.7 Energie - und Cospektren

Im Folgenden wird die Bestimmung der Energiespektren aus den Messungen der Windfluktuationen skizziert. Voraussetzung für die stochastische Beschreibung turbulenter Bewegungsvorgänge stellt die Gültigkeit der Annahme stationärer Verhältnisse bei kleinskaligen Prozessen dar. Die Kreuzkorrelationsfunktion stellt ein Maß für den Zusammenhang zwischen den Zeitserien zweier Variablen  $u'$  und  $w'$  dar. Unter der Voraussetzung stationärer Verhältnisse nach Båth (1974) hängt  $R_{u,w}(\tau)$  allein von der Zeitverschiebung  $\tau$  zwischen den jeweils betrachteten Zeitserien ab. Nach Panofsky und Dutton (1984) läßt sich die Kreuzkorrelationsfunktion folgendermaßen ausdrücken:

$$R_{u,w}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} u'(t) \cdot w'(t + \tau) d\tau \quad (35)$$

Eine äquivalente Darstellungsform auf der Frequenzebene – das sogenannte Kreuzkovarianzspektrum  $C_{u,w}(\omega)$  – erhält man nach Lumley und Panofsky (1964) mit Hilfe der Fourier-Transformation:

$$C_{u,w}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{u,w}(\tau) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (36)$$

wobei die Größe  $\omega = 2\pi f$  die Kreisfrequenz darstellt. Üblicherweise zerlegt man das komplexe Kreuzkovarianzspektrum  $C_{u,w}(\omega)$  in einen symmetrischen Anteil beziehungsweise Realteil, der als Cospektrum  $Co_{u,w}(\omega)$  bezeichnet wird, und einen unsymmetrischen Anteil beziehungsweise Imaginärteil, das sogenannte Quadspektrum  $Q_{u,w}(\omega)$ .

$$C_{u,w}(\omega) = Co_{u,w}(\omega) - i \cdot Q_{u,w}(\omega) \quad (37)$$

Das Phasenspektrum  $\theta(\omega)$  beschreibt den Phasenwinkel zwischen den Zeitserien  $u'(t)$  und  $w'(t)$  als Funktion der Frequenz  $\omega$  und ist definiert durch:

$$\phi(\omega) = \arctan \left[ \frac{Q_{u,w}(\omega)}{Co_{u,w}(\omega)} \right] \quad (38)$$

Nach Panofsky und Dutton (1984) beschreibt somit das Cospektrum  $Co_{u,w}(\omega)$  diejenigen harmonischen Wellen, bei denen  $u'(t)$  und  $w'(t)$  exakt in Phase ( $\phi = 0$  oder  $\phi = \pi$ ) zueinander sind, während das Quadspektrum  $Q_{u,w}(\omega)$

diejenigen harmonischen Wellen kennzeichnet, bei denen  $u'(t)$  und  $w'(t)$  um  $\pi/2$  oder  $-\pi/2$  außer Phase sind.

Zum Kohärenzspektrum  $Coh_{u,w}(\omega)$  gelangt man über die Normierung der Amplitude des Kreuzspektrums. Es zeigt unabhängig von der jeweiligen Phasenverschiebung an, ob zwei Zeitserien für eine betrachtete Frequenz ähnliche Struktur aufweisen.

$$Coh_{u,w}^2 = \frac{(Co_{u,w}(\omega))^2 + (Q_{u,w}(\omega))^2}{\Phi_u(\omega) \cdot \Phi_w(\omega)} \quad (39)$$

Das Kohärenzspektrum läßt sich demzufolge wie ein frequenzabhängiger Korrelationskoeffizient interpretieren. Sind zwei Zeitserien  $u'(t)$  und  $w'(t)$  identisch, d.h. autokorreliert, dann verschwindet das Quadspektrum ( $Q_{u,w}(\omega) = 0$ ), das Kospektrum ist identisch zum Energiespektrum ( $\Phi_u(\omega) \equiv Co_{u,w}(\omega)$ ) und das Kohärenzspektrum nimmt den Wert 1 an. Besteht dagegen keinerlei Korrelation bei beliebiger Phasenverschiebung  $\tau$ , so daß  $R_{u,w}(\tau) = 0$  für jedes  $\tau$  ist, dann verschwindet das Kohärenzspektrum für alle Frequenzen.

Bei der graphischen Darstellung von Turbulenzspektren verwendet man üblicherweise die logarithmische Form, da sich die Skalen der turbulenten Zusatzbewegung in der Atmosphäre über mehrere Zehnerpotenzen erstrecken. Geht man nun zur Frequenz  $f$  mit der Dimension (1/s) über, dann läßt sich die spektrale Energiedichte  $S(f)$  unter Berücksichtigung der Identität:

$$\int_0^\infty S(f) df = \int_0^\infty f \cdot S(f) d \ln f \quad (40)$$

energiegetreu logarithmisch darstellen.

Die Advektion des turbulenten Bewegungsfeldes durch den mittleren Wind hat jedoch eine Frequenzerhöhung der Fluktuationen der jeweils betrachteten Größe zur Folge. Nach Lumley und Panofsky (1964) ist es daher zweckmäßig, diesen Effekt durch Normierung der Frequenz mit der Windgeschwindigkeit unter Verwendung der dimensionslosen Frequenz  $n$  zu kompensieren.

$$n = \frac{f \cdot z}{U} \quad (41)$$

Nach der Monin-Obukhov'sche Ähnlichkeitstheorie sollten bei Benutzung der dimensionslosen Frequenz die Spektren der Windkomponenten nach Normierung mit  $u_*$  lediglich eine Abhängigkeit von der thermischen Dichteschichtung – charakterisiert durch  $z/L$  – aufweisen.

## 4 Datenmaterial

### 4.1 Meßgebiet

Die Messungen der turbulenten Windschwankungen der Longitudinal- und Vertikalwindkomponente wurden unter Verwendung von X-förmigen Heißfilmsonden-Konfigurationen im Zeitraum vom 6. bis 15. September 1993 im Skagerrak circa 20 Seemeilen nördlich von Skagen und vom 28. September bis 14. Oktober 1994 im Langelands Belt in den Küstengewässern der dänischen Insel Lolland circa 5 km nordöstlich von Vindeby bei  $54^{\circ} 59'$  Breite und  $11^{\circ} 4.7'$  Länge auf der FS ALKOR durchgeführt.

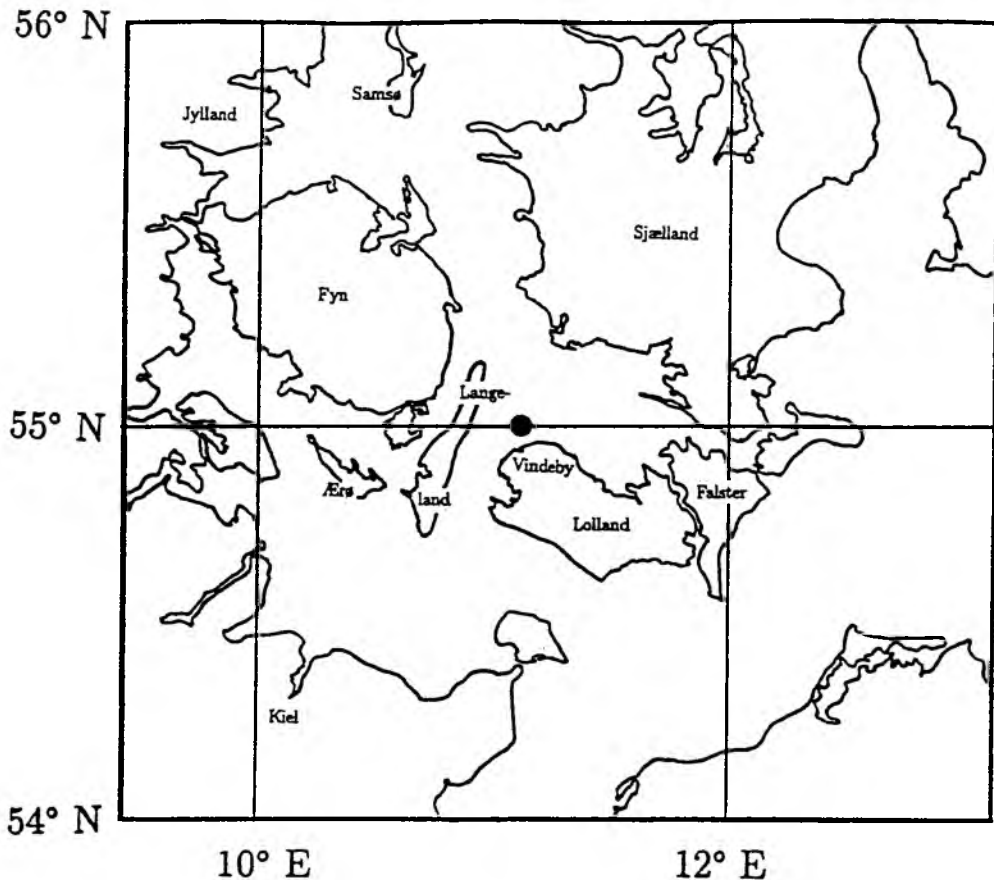


Abbildung 2: Meßort während der Meßkampagne im Oktober 1994.

## 4.2 Aufbereitung der hochfrequenten on line Daten

In der Abteilung Maritime Meteorologie des Instituts für Meereskunde in Kiel wurde von Dr. K. Uhlig in Zusammenarbeit mit Dr. H. Fechner unter Verwendung von Heißfilmsonden ein Meßsystem zur Messung hochfrequenter Windfluktuationen entwickelt. Dieses System gestattet unter Verwendung einer X-förmigen Heißfilmsonden-Konfiguration sowohl die Bestimmung der longitudinalen als auch der vertikalen Windkomponente. Der Einfluß der horizontalen Querwindkomponente läßt sich mittels der Montage dieser X-Sonden auf eine Windfahne reduzieren. Es finden X-Sonden des Typs 9055 R 0511 der Firma Dantec Verwendung. Ihre sensitive Länge beträgt 1.25 mm und ihr Durchmesser 70  $\mu\text{m}$ .

Die Heißfilmsensoren werden bei konstanter Temperatur betrieben. Hierbei wird die Temperatur und damit einhergehend der Widerstand des Sensors konstant gehalten und Temperaturschwankungen durch eine elektronische Servoschleife kompensiert. Der erforderliche Kompensationsstrom stellt ein Maß für die jeweilige Strömungsgeschwindigkeit dar. Mit diesem Verfahren lassen sich recht hohe Arbeitstemperaturen der Heißfilme im Bereich von ca. 200 – 250° realisieren und somit der Einfluß der Fluidtemperatur auf die am Sensor zu verzeichnende Abkühlungsgeschwindigkeit reduzieren.

Zur Kontrolle der mittels der X-förmigen Heißfilmsonden-Konfiguration gemessenen longitudinalen Windkomponente wurde ein Schalenstern-Anemometer in einem horizontalen Abstand von ca. 60 cm in gleicher Höhe angebracht.

Die an den Brückenschaltungen der einzelnen Heißfilmsensoren abgegriffenen Spannungswerte werden mittels eines 16 bit A-D-Wandlers digitalisiert. Die Abtastung erfolgt mit einer Frequenz von 20 kHz, wodurch eine maximale Frequenzauflösung von 10 kHz gewährleistet wird. Bei Verwendung einer Fast-Fourier-Transformation über 4096 Punkte beträgt die minimal auflösbare Frequenz 4.88 Hz. Eine einzelne Zeitreihe erstreckt sich somit über einen Zeitraum von 1/5 Sekunden. Mit Hilfe eines Fast-Fourier-Algorithmus werden die Spektralwerte des eindimensionalen longitudinalen und vertikalen Energiespektrums sowie der Realteil des Kreuzspektrums dieser beiden Windkomponenten – das Kospektrum – und der Imaginärteil – das Quadspektrum – berechnet.

Aufgrund der nur in beschränktem Maße zur Verfügung stehenden Speicherplatzkapazität wurde eine Datenreduktion nötig. Die on line bestimmten Spektralwerte wurden daher einer Mittelung über insgesamt 1000 Zeitreihen unterzogen, was einem Zeitraum von 200 Sekunden entspricht.

Zur on line Durchführung der Eichung und der Fast-Fourier-Transformation zur Berechnung der Spektralwerte wurden zwei Signalprozessoren des Typs Motorola DSP 65001 eingesetzt.

Die digitalisierten Spannungswerte werden zunächst bezüglich der Strömungsgeschwindigkeit geeicht. Im Anschluß daran wird der Quotient aus den beiden an den jeweiligen Sensoren gemessenen Abkühlungsgeschwindigkeiten  $U_1(\alpha)$  und  $U_2(\alpha)$  als Maß für den Anströmungswinkel  $\alpha$  bestimmt. Sowohl die on line Geschwindigkeits- als auch Winkleichung der Heißfilmsensoren erfolgt unter Verwendung von Tabellenfunktionen mit äquidistanter Schrittweite der Tabellenwerte, zwischen denen linear interpoliert wird. Schließlich werden die jeweiligen Windkomponenten senkrecht zu den einzelnen Heißfilmsonden  $v_1$  und  $v_2$  bestimmt und hieraus mittels einer Drehung des an die Geometrie der X-Heißfilmsonden-Konfiguration gebundenen Koordinatensystems um  $45^\circ$  die Horizontal- bzw. Vertikalkomponente des Windes unter Benutzung folgender Drehtransformationmatrix ermittelt.

$$\begin{aligned} u &= v_1 \cdot \cos(45^\circ) + v_2 \cdot \sin(45^\circ) \\ w &= -v_1 \cdot \sin(45^\circ) + v_2 \cdot \cos(45^\circ) \end{aligned}$$

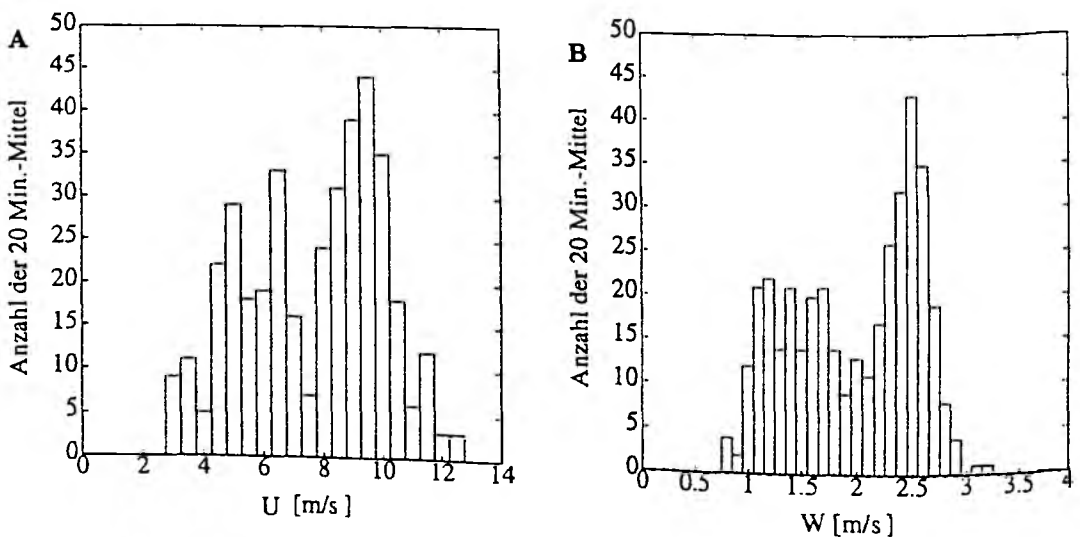
Einzeleinheiten bezüglich des verwendeten Eichverfahrens der Heißfilmsonden als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit und der Anströmrichtung sind dem Anhang A zu entnehmen.

### 4.3 Gewinnung der mittleren Größen

Die Werte der Trocken- und Feuchttemperatur in 17 Metern Höhe über dem Meeresspiegel sowie der auf Meeressniveau reduzierte Luftdruck wurden neben der Position, Kurs und Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes, Querkomponente der Strömung und Richtung sowie Betrag des wahren Windes mittels der meteorologischen Anlage an Bord des Forschungsschiffes FS ALKOR in minütlichem Abstand registriert. Zur Kontrolle der Messung der Lufttemperatur durch die Bordanlage der FS ALKOR wurde ein linearisiertes NTC-Widerstands-Thermometer verwendet, das auf der Heißfilmsonden-Meßapparatur montiert war.

Diese 1-Minuten-Mittelwerte wurden mit den aus Gründen der Datenreduktion über einen Zeitraum von 200 Sekunden (1000 Zeitreihen) gemittelten Werten für die Longitudinal- und Vertikalkomponente sowie der Anströmungsrichtung des Heißfilmsondensystems relativ zur Schiffslängsachse zeitlich synchronisiert.

Die Häufigkeitsverteilungen der 20-Minuten-Mittelwerte während der Meßkampagne im Oktober 1994 sind für die mit der Heißfilmsonden-Meßapparatur gemessenen Horizontalwindkomponente  $U$  neben der Vertikalwindkomponente  $W$  in der Abbildung 3A und 3B angegeben.



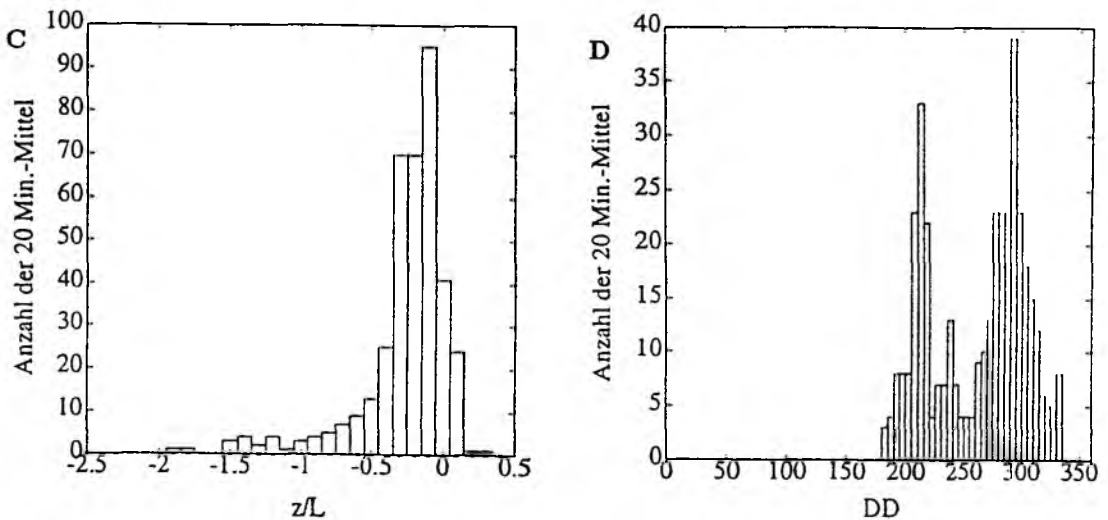
**Abbildung 3A - 3B:** Histogramm der 20-Minuten-Mittel der Horizontalwindkomponente (Abb. 3A) und der Vertikalwindkomponente (Abb. 3B) in jeweils 13 Metern Höhe für die Meßkampagne im Oktober 1994.



Die unter Verwendung der von der Bordanlage der FS ALKOR gemessenen Trocken- und Feuchttemperatur und unter Benutzung der "bulk"-Parametrisierung der vertikalen Flüsse bestimmte Stabilität  $z/L$  ist in Abbildung 3C angegeben.

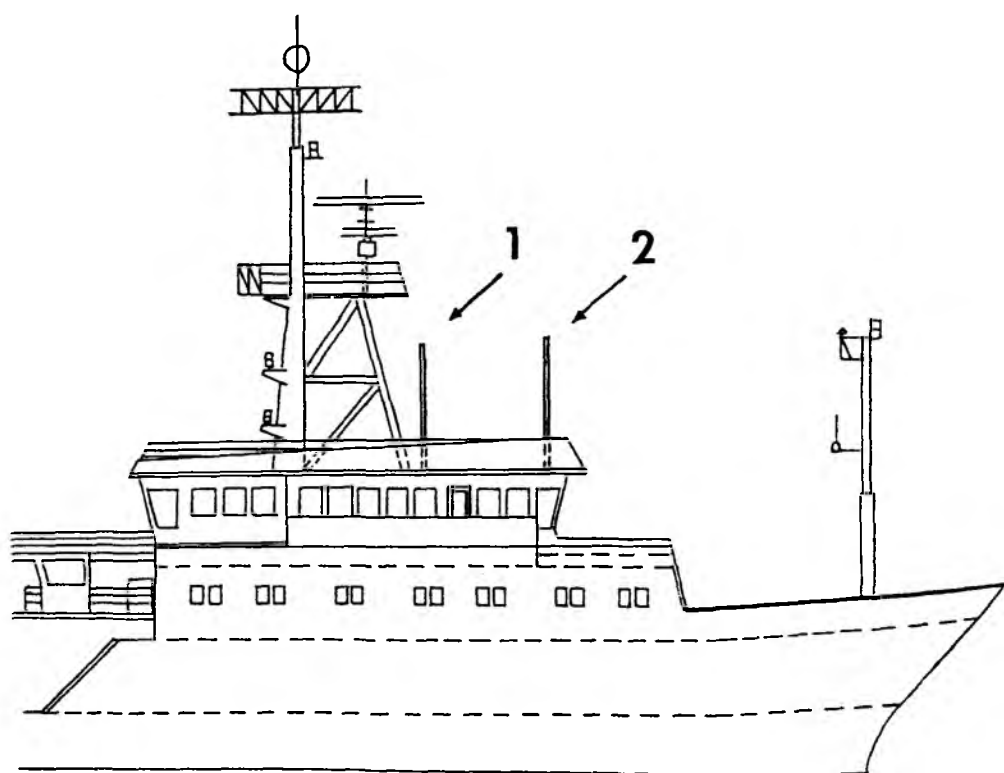
Dargestellt ist die Häufigkeitsverteilung der 20-Minuten-Mittelwerte von  $z/L$  in 13 Meter Höhe.

In Abbildung 3D sind die 20-Minuten-Mittelwerte der von der Bordanlage der FS ALKOR gemessenen wahren Windrichtung DD aufgeführt.



**Abbildung 3C - 3D:** Histogramm der 20-Minuten-Mittel des berechneten dimensionslosen Stabilitätsparameters  $z/L$  in 13 Metern Höhe (Abb. 3C) und der von der Bordanlage der FS ALKOR gemessenen wahren Windrichtung  $DD$  (Abb. 3D) für die Meßkampagne im Oktober 1994.

Während der gesamten Meßphase im Oktober 1994 wehte der Wind aus südöstlicher bis nordöstlicher Richtung, sodaß überwiegend auflandiger Wind vorherrschte. Die Wassertiefe am Meßort betrug circa 11 Meter.



**Abbildung 4:** *Skizze des Peildecks der FS ALKOR. Dargestellt sind die Meßpositionen vor der Radarplattform (September 1993) und oberhalb des Schanzkleides (Oktober 1994), gekennzeichnet durch die Ziffern 1 und 2.*

In der Skizze (Abbildung 4) sind die beiden Meßpositionen während der Meßkampagnen im September 1993 und Oktober 1994 eingezeichnet. Im September 1993 wurden die Messungen der eindimensionalen turbulenten kinetischen Energiespektren auf einem 3 Meter hohen Mast durchgeführt, der vor der Radarplattform angebracht war. Im Oktober 1994 wurden die Messungen auf einem 3 Meter hohen Mast oberhalb des Schanzkleides der FS ALKOR durchgeführt.

## 5 Ergebnisse

### 5.1 Einfluß des Schiffskörpers auf das Windfeld

Zunächst wird die Fragestellung untersucht, in welcher Weise die horizontale Strömung in der wassernahen Luftschicht für die gewählten Meßorte der Heißfilmsondenapparatur auf dem Schiff durch den Einfluß des Schiffskörpers selbst und der darauf befindlichen Aufbauten beeinträchtigt wird.

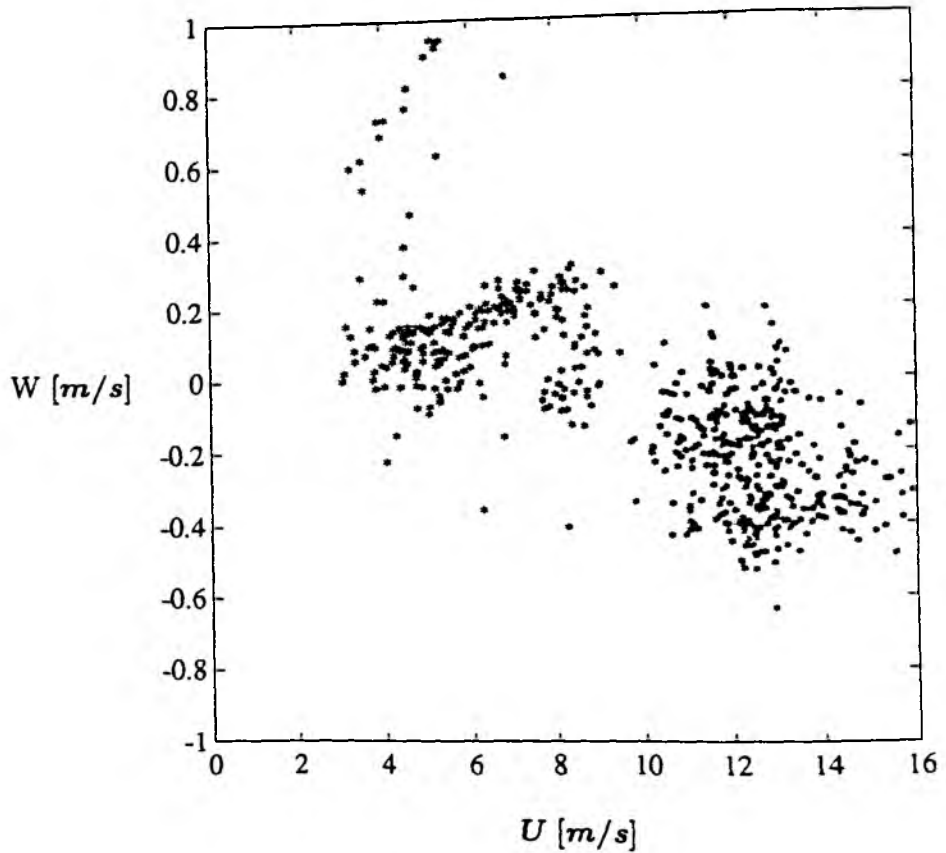
Die Auswahl der Meßpositionen erfolgte anhand der Ergebnisse von Windkanaluntersuchungen, die mit einem Modell des Forschungsschiffes ALKOR im Jahre 1989 im Institut für Schiffsbau der Universität Hamburg durchgeführt wurden. Die Fotos, die die Ergebnisse dieser Windkanaluntersuchungen dokumentieren, sind im Anhang B in den Abbildungen B1 und B2 zu finden. Aus der Betrachtung dieser Windkanalstudien ergeben sich zunächst für die Auswahl der Meßposition drei Möglichkeiten. Dazu zählt der Bugmast selbst, die Position vor der Radarplattform und oberhalb des Schanzkleides (Abbildung 4).

Der Bugmast sollte als Meßposition prädestiniert sein, da das Windfeld an dieser Stelle fast vollständig unbeeinflusst durch den Schiffskörper und die Strömung annähernd horizontal ist. Da die Heißfilmsonden infolge ihrer Konstruktion sehr empfindlich gegenüber mechanischen Einflüssen sowie Verschmutzung insbesondere durch Seesalzdeposition sind, ist eine gute Zugänglichkeit des Meßsystems für regelmäßige Wartung bei jeder Witterung unbedingt erforderlich. Da diese Voraussetzung in der Praxis im Falle des Bugmastes nicht erfüllt ist, scheidet er unter den gegebenen technischen Voraussetzungen als Meßposition aus.

Bei der Position vor der Radarplattform sollte entsprechend der Windkanaluntersuchung die Strömung näherungsweise horizontal sein, während an der Position oberhalb des Schanzkleides Vertikaladvektion des turbulenten Windfeldes aus niedrigeren Schichten zu erwarten ist.

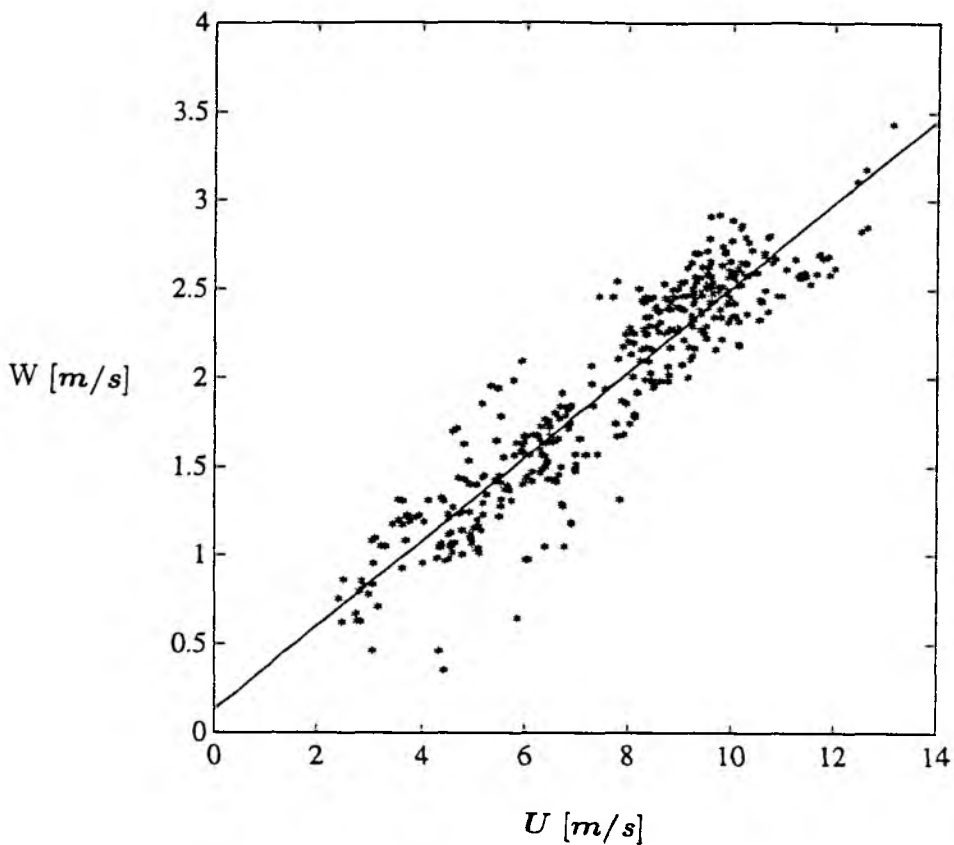
Aufgrund dieser vorausgehenden Abschätzung der Strömungsverhältnisse wurde die Meßapparatur im September 1993 auf einem 3 Meter hohen Mast auf dem Peildeck der FS ALKOR mittschiffs vor der Radarplattform angebracht. In Übereinstimmung mit den Windkanalstudien zeigen die Messungen, daß die Strömung an dieser

Position näherungsweise horizontal ist (Abb. 5).



**Abbildung 5:** Über den Zeitraum von 10 Minuten gemittelte Vertikalwindkomponente als Funktion der Horizontalwindkomponente, gemessen in 13 Metern Höhe an der Position vor der Radarplattform (September 1993).

Aus Abbildung 5 folgt nur eine geringe Abweichung von einer horizontalen Strömung an dieser Meßposition. Es tritt lediglich eine geringe, nach unten gerichtete Vertikalkomponente des Windes auf, die mit zunehmender Horizontalwindkomponente geringfügig anwächst und bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 16 m/s nur circa 0.4 m/s erreicht. Diese abwärts gerichtete Vertikalwindkomponente läßt sich auf den Einfluß der Radarplattform zurückzuführen.



**Abbildung 6:** Über den Zeitraum von 20 Minuten gemittelte Vertikalwindkomponente als Funktion der Horizontalwindkomponente, gemessen in 13 Metern Höhe an der Position oberhalb des Schanzkleides (Oktober 1994).

Während der Meßkampagne im Oktober 1994 war die Heißfilmsondenapparatur auf einem circa 3 Meter hohen Mast installiert, der auf dem Peildeck der FS ALKOR auf der Steuerbordseite oberhalb des Schanzkleides des Schiffes angebracht war. Betrachtet man nun die Vertikalwindkomponente als Funktion der Horizontalwindkomponente für diese Meßposition oberhalb des Schanzkleides (Abb. 6) so zeigt sich, daß diese linear mit der mittleren Horizontalwindkomponente zunimmt. Bei einer

Horizontalwindgeschwindigkeit von 12 m/s erreicht die Vertikalwindgeschwindigkeit einen Betrag von circa 3 m/s. Die durchgezogene Linie in Abbildung 6 beschreibt die Regressionsgerade zwischen der Vertikal- und Horizontalwindkomponente. Mit Hilfe dieses linearen Regressionsmodells lassen sich 86 % der auftretenden Varianz erklären.

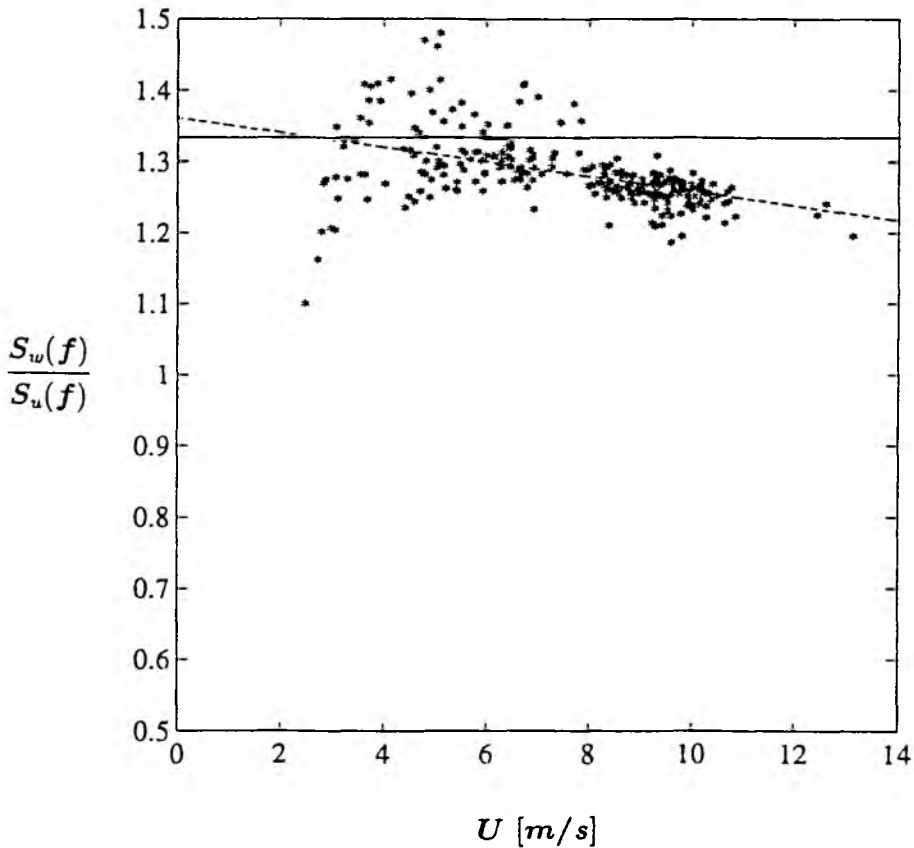
In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Windkanalstudien befindet sich dieser Meßort an einer Stelle, an der durch die Schiffsaufbauten eine Vertikaladvektion des Windfeldes aus niedrigeren Höhen induziert wird. Bei der Bestimmung des Reibungskoeffizienten führt diese Vertikaladvektion zu einer scheinbaren Vergrößerung und macht eine Korrektur aufgrund dieses Effektes erforderlich.

Im Folgenden wird die mit der Heißfilmsonden-Konfiguration gemessene longitudinale Windkomponente als ein Maß für die Windgeschwindigkeit benutzt. Dies geschieht unter der Annahme, daß die auftretende vertikale Windkomponente hauptsächlich durch die Umströmungscharakteristika der FS ALKOR selbst verursacht wird. Daher beschreibt eine vektorielle Addition der longitudinalen und vertikalen Windkomponente eine durch die Umströmung des Schiffskörpers hervorgerufene Windgeschwindigkeit, die nicht der realen Windgeschwindigkeit auf See entspricht. In Anbetracht dieser Umstände erweist sich die Verwendung der mit den Heißfilmsonden bestimmten, longitudinalen Windkomponente als ein Maß für die Windgeschwindigkeit vergleichsweise als weniger fehlerbehaftet.

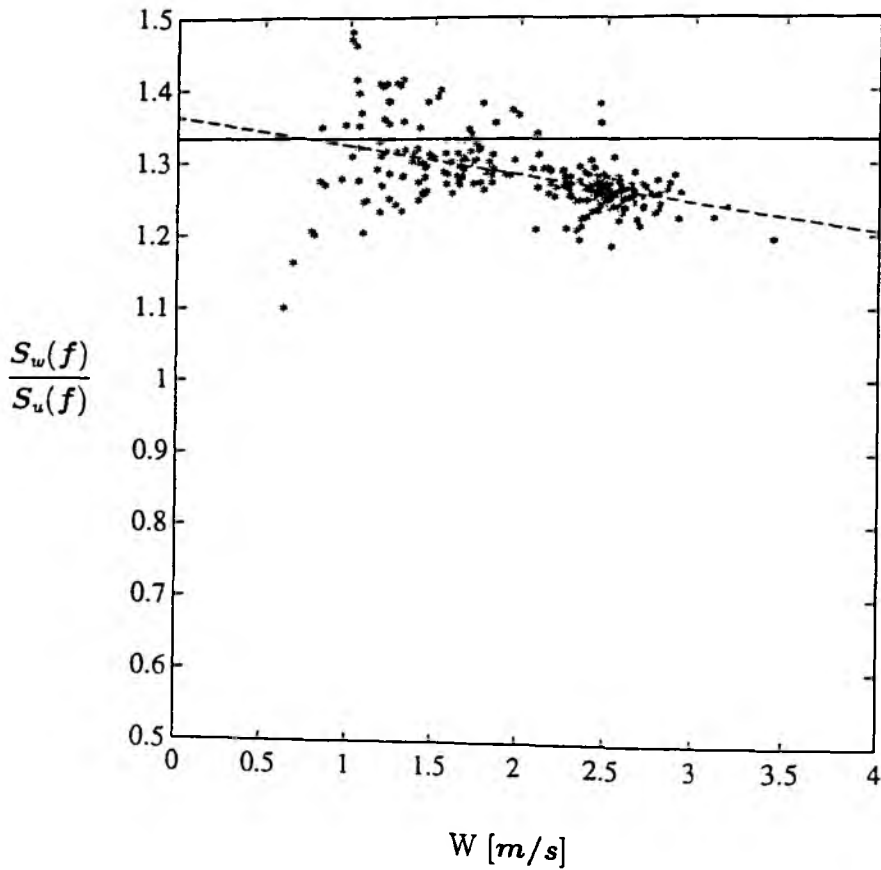
Zur Kontrolle der Windgeschwindigkeit war ein Schalenstern-Anemometer circa 60 cm entfernt von der Heißfilmsonden-Meßapparatur in gleicher Höhe angebracht.

## 5.2 Verhältnis $S_w(f)/S_u(f)$

Im Folgenden wird nun überprüft, ob der unter lokal isotropen Bedingungen theoretisch abgeleitete Wert für das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$  auf offener See bei einer Messung von einem Schiff aus bestätigt werden kann.



**Abbildung 7:**  $S_w(f)/S_u(f)$  als Funktion der Windgeschwindigkeit in der Meßhöhe von 13 Metern, gemessen oberhalb des Schanzkleides (1994). Angegeben ist der Mittelwert des Verhältnisses über den Frequenzbereich von 14.6 - 68.3 Hz und die Dauer von 20 Minuten. Die durchgezogene Linie beschreibt den theoretisch vorhergesagten Wert von  $4/3$  und die gestrichelte Linie die Regressionsgerade.



**Abbildung 8:**  $S_w(f)/S_u(f)$  als Funktion der Vertikalwindgeschwindigkeit in der Meßhöhe von 13 Metern, gemessen oberhalb des Schanzkleides (1994). Angegeben ist der Mittelwert des Verhältnisses über den Frequenzbereich von 14.6 - 68.3 Hz und die Dauer von 20 Minuten. Die durchgezogene Linie beschreibt den theoretisch vorhergesagten Wert von  $4/3$  und die gestrichelte Linie die Regressionsgerade.

In den Abbildungen 7 bzw. 8 wird das Verhältnis der spektralen Dichte der vertikalen zur longitudinalen Windkomponente  $S_w(f)/S_u(f)$  als Funktion der Windgeschwindigkeit bzw. Vertikalwindgeschwindigkeit in der Meßhöhe von 13 Metern für die Meßkampagne im Oktober 1994 dargestellt. Die eindimensionalen Energiespektren der Windkomponenten wurden für diese Darstellung jeweils über einen Zeitraum



von 20 Minuten gemittelt, was einer Anzahl von insgesamt 6000 Einzelspektren entspricht.

Das Verhältnis wurde für alle auftretenden Windgeschwindigkeiten in dem konstanten Frequenzbereich von 14.6 - 68.3 Hz bestimmt. Innerhalb dieses Frequenzintervalls wurde zunächst das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f)$  in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt und anschließend der Mittelwert über dieses Frequenzintervall berechnet. Dieser Frequenzbereich wurde unter Berücksichtigung der Tatsache ausgewählt, daß sich zum einen nach den empirischen Ergebnissen von Kaimal et al. (1972) die niederfrequente Grenze des Trägheitsunterbereiches mit zunehmender Stabilität zu höheren dimensionslosen Frequenzen hin verschiebt. Bei sehr stabilen Schichtungsverhältnissen beginnt dieser Untersuchung zufolge der Trägheitsunterbereich erst oberhalb der dimensionslosen Frequenz  $n = 10$ . Zum anderen hängt nach den Ergebnissen, die in Kapitel (5.5) gezeigt werden, die obere Grenze des Trägheitsunterbereiches von der Windgeschwindigkeit ab. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten von circa 4 m/s tritt sie bereits bei circa 70 Hz auf (siehe Kapitel (5.5) und Abbildung 17 und 18). Der Mittelwert des Verhältnisses  $S_w(f)/S_u(f)$  über alle 20-Minuten-Mittel beträgt 1.28 mit einer Standardabweichung von 5 %. Der Mittelwert für das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f)$  weist somit eine Abweichung von weniger als 4 % von dem theoretischen Wert unter isotropen Bedingungen auf.

Wie sich aus der Betrachtung der Abbildungen 7 und 8 ergibt, ist das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f)$  jedoch nicht konstant, sondern weist sowohl mit zunehmender Horizontal- als auch Vertikalkomponente des Windes eine geringfügige Abnahme auf. Aufgrund des niedrigen Korrelationskoeffizienten ( $r < 0.5$ ) wurde ein Signifikanztest für die jeweiligen Regressionskoeffizienten der in Abbildung 7 und 8 als gestrichelte Linien dargestellten Ausgleichsgeraden für eine vorgegebene Irrtumswahrscheinlichkeit von 1 % durchgeführt. Die Prüfung der Signifikanz der Regressionskoeffizienten erfolgte mittels eines T-Testes für ( $n - 2$ ) Freiheitsgrade, wobei die Größe  $n$  den jeweiligen Stichprobenumfang bezeichnet. In beiden betrachteten Fällen lag der Regressionskoeffizient innerhalb des Konfidenzintervalls von 99 %, so daß sich der jeweilige lineare Zusammenhang als signifikant annehmen läßt.

Mit zunehmender Vertikaladvektion des Windfeldes aus niedrigeren Höhen läßt sich also eine geringfügige Abweichung von isotropen Verhältnissen, charakterisiert durch

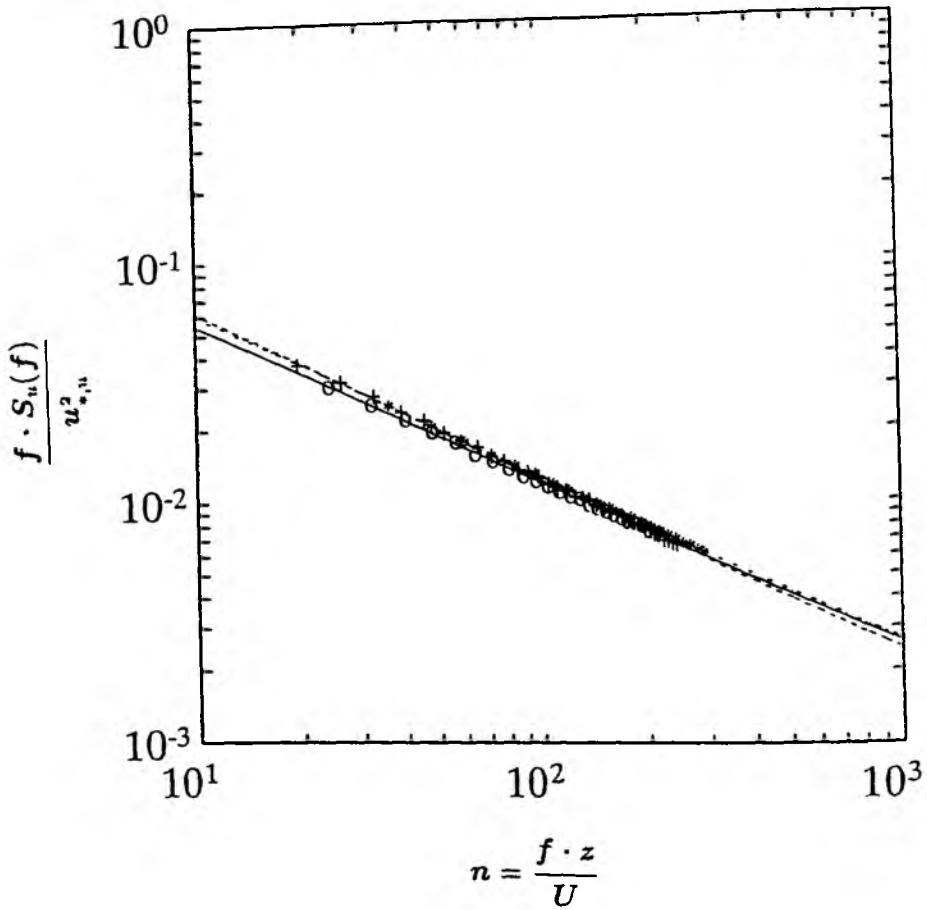
eine Abnahme des Verhältnisses  $S_w(f)/S_u(f)$ , feststellen. Dieser Effekt läßt sich dadurch erklären, daß mit zunehmender Windgeschwindigkeit die Stromlinien im Bereich der Meßposition aufgrund der Störung des Windfeldes durch den Schiffskörper und die darauf befindlichen Aufbauten in zunehmendem Maße zusammengedrängt werden. Dadurch kann eine Verformung der Wirbel verursacht werden, die schließlich zu einer Reduzierung des Verhältnisses  $S_w(f)/S_u(f)$  führt.

Die Meßposition oberhalb des Schanzkleides im Oktober 1994 erwies sich gegenüber der ursprünglichen unterhalb der Radarplattform im September 1993 als geeigneter, da die Abweichung von isotropen Verhältnissen trotz auftretender Vertikaladvektion erheblich geringer ist. Die Strömung unterhalb der Radarplattform ist zwar in Übereinstimmung mit den Windkanalstudien annähernd horizontal, der Mittelwert für das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f) = 1.04$  mit einer Abweichung von bereits 22 % vom theoretischen Wert unter isotropen Bedingungen legt jedoch einen zusätzlichen Störeinfluß infolge der Radarplattform nahe.

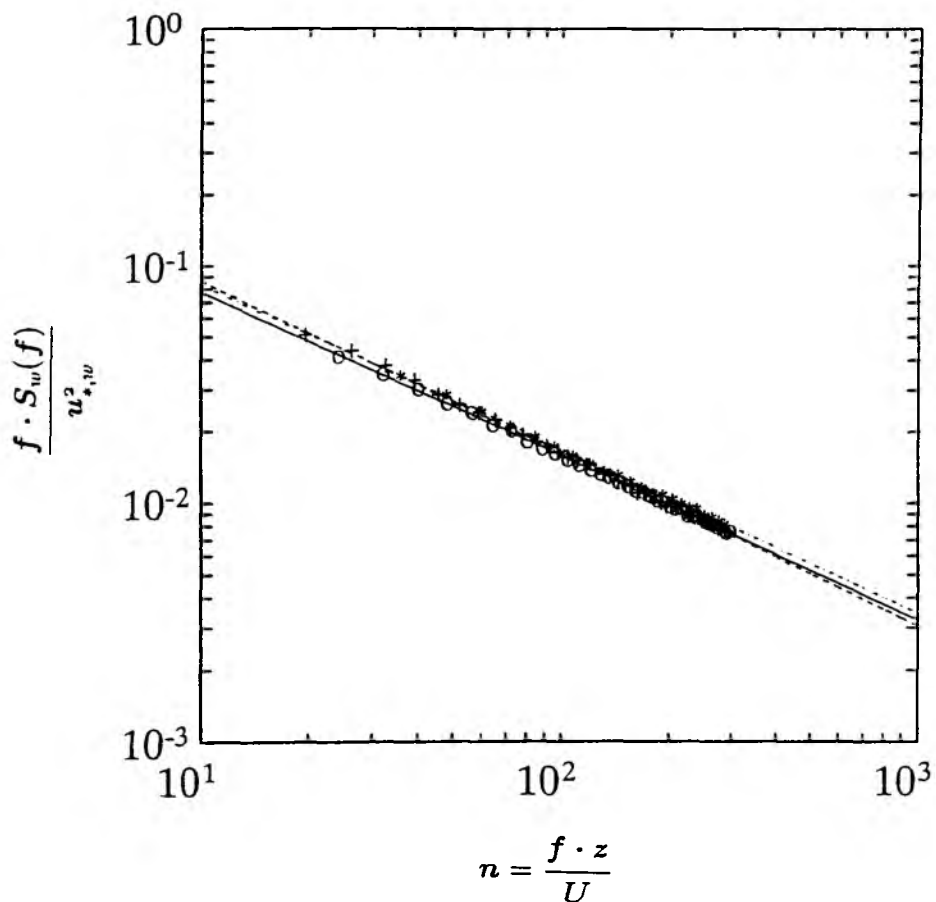
### 5.3 Energie- und Cospektren im inertial subrange

Ein Kriterium zur Feststellung, ob der betrachtete Frequenzbereich dem inertial subrange zuzuordnen ist, stellt zum einen entsprechend der Kolmogoroff-Theorie die Überprüfung des Verhältnisses der spektralen Dichte der Vertikalkomponente  $S_w(f)$  zur spektralen Dichte der Longitudinalkomponente  $S_u(f)$  auf den Wert  $4/3$  hin dar. Es werden lediglich solche Spektren betrachtet, bei denen das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f)$  um nicht mehr als  $\pm 10\%$  vom lokal isotropen Wert abweicht. Zum anderen sollten die Energiespektren innerhalb des inertial subranges einen konstanten Abfall proportional zu  $f^{-5/3}$  aufweisen. Darüberhinaus sollte sich nach theoretischen Überlegungen von Wyngaard und Coté (1972) mit zunehmender Frequenz in den Cospektren die Tendenz in Richtung zunehmend isotroper Verhältnisse in einem stärkeren Abfall als bei den Energiespektren zeigen, und zwar proportional zu  $f^{-7/3}$ .

In der Abbildung 9 bzw. 10 sind die über den Zeitraum von einer Stunde gemittelten eindimensionalen Energiespektren der longitudinalen und vertikalen Windkomponente, die mit dem Quadrat der aus dem jeweiligen Energiespektrum abgeleiteten Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,u}$  bzw.  $u_{*,w}$  normiert wurden, als Funktion der dimensionslosen Frequenz  $n$  dargestellt. Die Stundenmittelwerte der eindimensionalen Energiespektren der Longitudinal- und Vertikalkomponente sind für drei unterschiedliche mittlere Windgeschwindigkeiten ( $U = 5.3, 7.9$  und  $9.7$  m/s) bei den jeweils vorherrschenden Stabilitäten ( $z/L = -0.36, -0.15$  und  $-0.02$ ) angegeben. Die gemessenen Spektralwerte sind durch Sterne ( $U = 5.3$  m/s), Kreise ( $U = 7.9$  m/s) und Kreuze ( $U = 9.7$  m/s) gekennzeichnet. Bei einer festen Abtastrate von 20 kHz lagen für die Bildung eines Stundenmittels des eindimensionalen Energiespektren insgesamt 18000 Einzelspektren zugrunde.

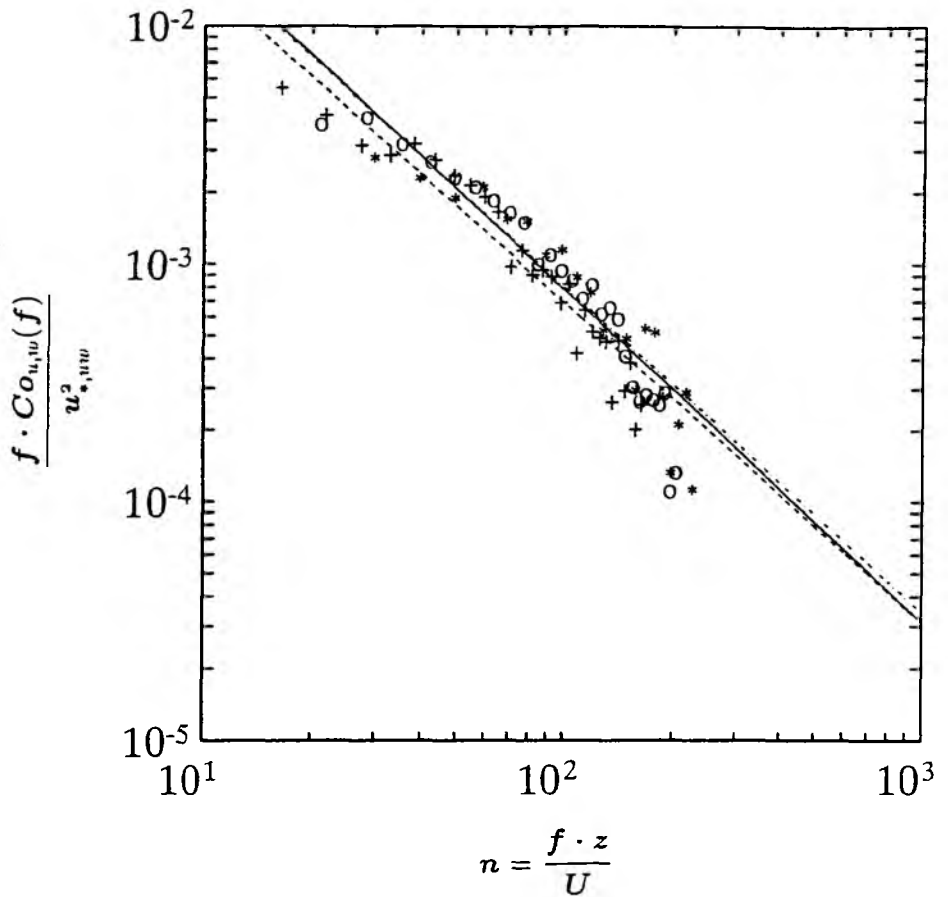


**Abbildung 9:** Stundenmittel des mit dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,u}$  normierten turbulenten kinetischen Energiespektrums der Longitudinalkomponente als Funktion der dimensionslosen Frequenz. Die Stundenmittelwerte der diskreten Spektralwerte sind für die Geschwindigkeiten ( $U = 5.3, 7.9$  und  $9.7$  m/s) gekennzeichnet durch Sterne, Kreise beziehungsweise Kreuze.



**Abbildung 10:** Stundenmittel des mit dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,w}$  normierten turbulenten kinetischen Energiespektrums der Vertikalkomponente als Funktion der dimensionslosen Frequenz. Die Stundenmittelwerte der diskreten Spektralwerte sind für die Geschwindigkeiten ( $U = 5.3, 7.9$  und  $9.7$  m/s) gekennzeichnet durch Sterne, Kreise beziehungsweise Kreuze.

Erwartungsgemäß weisen die eindimensionalen Energiespektren der Longitudinalwindkomponente geringere spektrale Energiedichte auf als diejenigen der Vertikalwindkomponente. Das über den Frequenzbereich von 14.6 - 97.6 Hz bestimmte Mittel des Verhältnisses des eindimensionalen Energiespektrums der Vertikal- zur Horizontalwindkomponente  $S_w(f)/S_u(f)$  beläuft sich auf einen Wert von 1.24, 1.26 und 1.28 für  $U = 5.3, 7.9$  und  $9.7$  m/s. In Konsistenz mit der Monin-Obukhov'schen Ähnlichkeitstheorie stellen die mit dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,u}$  bzw.  $u_{*,w}$  normierten eindimensionalen Spektren der Windkomponenten lediglich eine Funktion der Dichteschichtung dar. Innerhalb des Trägheitsunterbereiches fallen sie gemäß der Kolmogoroff'schen Hypothesen zusammen. Die geringfügigen Abweichungen lassen sich darauf zurückführen, daß die Voraussetzung der lokalen Isotropie, charakterisiert durch  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$ , nicht exakt erfüllt ist. In den Abbildungen 9 und 10 sind zusätzlich zu den durch Symbole markierten, gemessenen Spektralwerten die zugehörigen Regressionsgeraden eingezeichnet, die unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt wurden. Sie sind für die gemittelten eindimensionalen Energiespektren der Windkomponenten  $u$  (Abb. 9) und  $w$  (Abb. 10) jeweils gekennzeichnet durch eine strich-punktierte Linie für die Geschwindigkeit  $U = 5.3$  m/s, eine durchgezogene Linie für  $U = 7.9$  m/s und eine gestrichelte Linie bei  $U = 9.7$  m/s. Die auf den Regressionsgeraden auftretende Varianz der spektralen Energiedichte ließ sich sowohl bei der Vertikal- als auch der Longitudinalkomponente bei allen betrachteten Stundenmitteln zu mehr als 99.8 % durch das verwendete lineare Regressionsmodell erklären. Die Steigung der Regressionsgeraden beträgt für die mit der Frequenz multiplizierten spektralen Energiedichte der Longitudinalkomponente  $(f \cdot S_u(f))$  - 0.68, - 0.66 und - 0.70 für  $U = 5.3, 7.9$  und  $9.7$  m/s und für die der Vertikalkomponente  $(f \cdot S_w(f))$  - 0.69, - 0.69 und - 0.72 für  $U = 5.3, 7.9$  und  $9.7$  m/s. Der aufgrund einer dimensionsanalytischen Betrachtung, basierend auf der ersten Kolmogoroff'sche Hypothese, theoretisch abgeleitete Abfall der mit der Frequenz multiplizierten spektralen Energiedichte  $(f \cdot S(f))$  proportional zu  $f^{-2/3}$  wird somit recht gut bestätigt.



**Abbildung 11:** 1-Stunden-Mittel des mit dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit normierten Cospektrums  $(f \cdot Co_{u,w}(f) / u_{*,uw}^2)$  für drei verschiedene Geschwindigkeiten als Funktion der dimensionslosen Frequenz  $n$ . Die gemessenen Spektralwerte des Cospektrums sind für  $U = 6.4, 9.0$  und  $11.6$  m/s durch Sterne, Kreise beziehungsweise Kreuze gekennzeichnet.

In der Abbildung 11 sind Stunden-Mittelwerte der mit dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit normierten Cospektren  $(f \cdot Co_{u,w}(f) / u_{*,uw}^2)$  der longitudinalen und vertikalen Windkomponenten als Funktion der natürlichen Frequenz

$n$  angegeben. Zusätzlich sind die Regressionsgeraden für die mittlere Geschwindigkeit  $U = 6.4$  m/s mit einer strichpunktierten Linie, für  $U = 9.0$  m/s mit einer durchgezogenen Linie und schließlich für  $U = 11.6$  m/s mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet. Die Ausgleichsgeraden wurden für die jeweiligen Geschwindigkeiten  $U = 6.4, 9.0$  und  $11.6$  m/s im Frequenzintervall von  $n = 3$  bis  $n = 198.3, 183.3$  und  $153.1$  Hz bestimmt.

Das Cospektrum verschwindet nicht – wie aus der Annahme lokaler Isotropie resultiert – über den gesamten Trägheitsunterbereich. Es weist vielmehr in Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen von Wyngaard und Coté (1972) bei hohen Frequenzen einen stärkeren Abfall proportional zur Frequenz auf als die eindimensionalen turbulenten kinetischen Energiespektren. Dies deutet darauf hin, daß mit anwachsender Frequenz eine zunehmende Annäherung an isotrope Verhältnisse auftritt. Vergleicht man die Regressionskoeffizienten für die Stundenmittelwerte des Cospektrums bei den einzelnen Geschwindigkeiten -1.37, -1.39 und -1.34 für  $U = 6.4, 9.0$  und  $11.6$  m/s, so stellt man eine gute Bestätigung des von Wyngaard und Coté theoretisch abgeleiteten Abfalls des mit der Frequenz  $n$  multiplizierten Cospektrums proportional zu  $n^{-4/3}$  fest.

Der Korrelationskoeffizient, der ein Maß für den linearen Zusammenhang angibt, beträgt -0.92, -0.96 und -0.96, und das Verhältnis  $S_w(f)/S_w(f)$  1.31, 1.26 und 1.23 für das Stundenmittel bei der Geschwindigkeit  $U = 6.4, 9.0$  und  $11.6$  m/s.

Kaimal et al. (1972) bestätigte bereits anhand von Meßergebnissen aus dem Kansas-Experiment, das über Land ausgeführt wurde, den von Wyngaard und Coté theoretisch vorhergesagten Abfall des Kospektrums innerhalb des inertial subranges proportional zu  $f^{-7/3}$  bis zu einer dimensionslosen Frequenz  $n = 40$ .

Ab der dimensionslosen Frequenz  $n \approx 150$  deutet sich bereits ein stärkerer Abfall des mit der dimensionslosen Frequenz multiplizierten Cospektrums als  $\sim n^{-4/3}$  an. Ab dieser Frequenz läßt nun auch das Phasenspektrum keine eindeutig definierbare Phasenbeziehung mehr erkennen. Das Kohärenzspektrum ist bei dieser Frequenz bereits auf Werte zwischen 0.015 bis 0.01 abgesunken. Diese Tatsachen deuten darauf hin, daß in dem Frequenzbereich  $n < 150$  nur noch eine geringe Korrelation zwischen der longitudinalen und vertikalen Windkomponente besteht und daher fast vollständig isotrope Verhältnisse vorliegen.



## 5.4 Reibungskoeffizient

In der Praxis findet bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  auf See als Maß für die Reibung, die das Windfeld auf die Meeresoberfläche ausübt, im allgemeinen der Reibungskoeffizient  $C_D$  Verwendung. Dieser gestattet eine Parametrisierung der Schubspannungsgeschwindigkeit durch die mittlere Windgeschwindigkeit. Der Reibungskoeffizient  $C_D$  ist definiert als das Quadrat der mit der mittleren Windgeschwindigkeit normierten Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$C_D = \left( \frac{u_*}{U} \right)^2 \quad (42)$$

Nach Einführung des vertikalen Windprofils (Gleichung 26) läßt sich nun der Reibungskoeffizient folgendermaßen formulieren:

$$C_D = \frac{\kappa^2}{\left[ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) \right]^2} \quad (43)$$

Gemäß der Monin-Obukhov'schen Ähnlichkeitstheorie stellt der Reibungskoeffizient  $C_D$  somit eine universelle Funktion der dimensionslosen Größen  $(z/z_0)$  und  $(z/L)$  dar. Da der vertikale Impulsfluß innerhalb der Prandtl-Schicht als höhenkonstant vorausgesetzt werden darf, weist der Reibungskoeffizient  $C_D$  demzufolge eine Variation mit der Höhe auf und nimmt mit zunehmender Höhe ab. Es ist im allgemeinen üblich, die mittlere Windgeschwindigkeit für die Referenzhöhe von 10 Metern anzugeben. Die Ergebnisse der experimentellen Arbeiten von Garratt (1977) und Smith (1988) bestätigen einen Anstieg des Reibungskoeffizienten mit wachsender Oberflächenrauigkeit und eine Abnahme unter stabilen Schichtungsverhältnissen.

Im Allgemeinen ist es üblich, den Reibungskoeffizienten auf neutrale Schichtungsverhältnisse zu reduzieren. Dies geschieht unter der Berücksichtigung des vertikalen Windprofils (Gleichung 26) für diabatische Dichteschichtung als Funktion des dimensionslosen Stabilitätsparameters ( $\xi = z/L$ ):

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{\left[ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \right]^2} = \left[ \frac{\kappa}{\sqrt{C_D} + \Psi_M(\xi)} \right]^2 \quad (44)$$

Das aufgrund der in Kapitel (5.2) aufgeführten Kriterien für alle gemessenen Windgeschwindigkeiten im Bereich von 3 - 13 m/s ausgewählte Frequenzintervall der eindimensionalen turbulenten Energiespektren zur Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit erstreckt sich über den Bereich von 14.6 Hz bis 68.3 Hz.

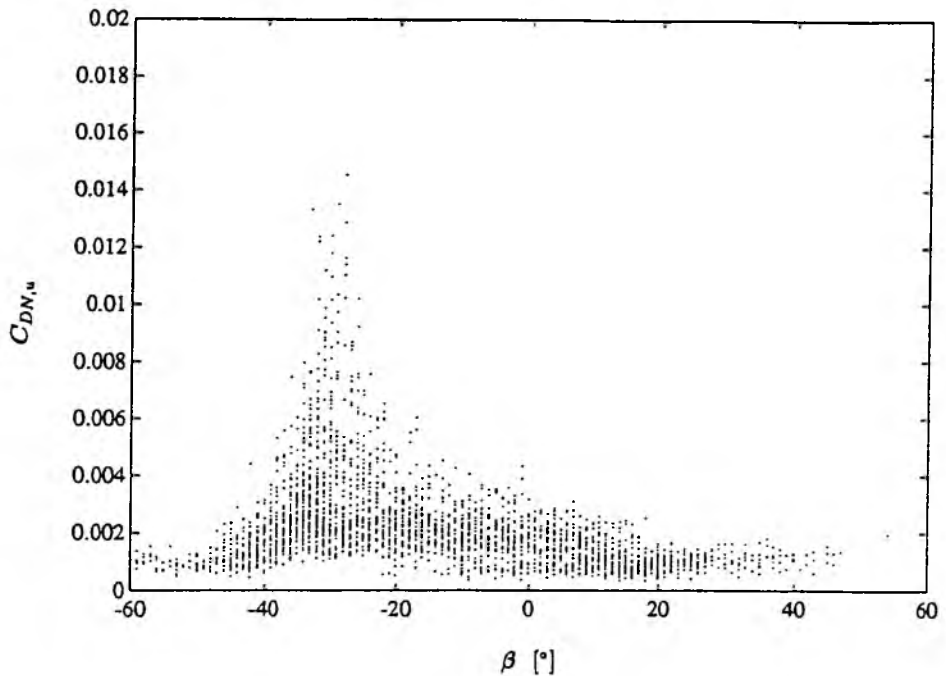
Um gewährleisten zu können, daß die Voraussetzung der lokalen Isotropie fast vollständig erfüllt ist, wurden ausschließlich Energiespektren benutzt, bei denen das Verhältnis des turbulenten Vertikal- zum Horizontalwindspektrum um weniger als 10 % von dem "isotropen" Wert von  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$  abweicht. Bei der Ableitung des Reibungskoeffizienten lag die Betrachtung eines Mittelungszeitraumes von 20 Minuten zugrunde, was einer Mittelung über 6000 Einzelspektren entspricht.

Die benutzte Kolmogoroff-Konstante A hat den Wert 0.52. Zur Ableitung der Reibungskoeffizienten mittels der indirekten Dissipationsmethode findet unter labilen bis neutralen Schichtungsverhältnissen die Abschätzung der turbulenten kinetischen Energiebilanz nach McBean (1975) (Gleichung 47) unter Berücksichtigung von Gleichung (48) Verwendung. Unter stabilen Verhältnissen wird diejenige nach Wyngaard und Coté (1971) (Gleichung 51) verwendet.

Zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten unter Verwendung der indirekten Dissipationsmethode muß im Folgenden der Störeinfluß durch Schiffsaufbauten, Anisotropie und Vertikaladvektion des Windfeldes infolge der Schiffsumströmung eliminiert werden.

#### **5.4.1 Störeinfluß infolge von Schiffsaufbauten**

Zunächst wird derjenige Winkelbereich der Anströmungsrichtung des Meßsystems identifiziert, in dem es infolge von Schiffsaufbauten, die zusätzliche Turbulenz erzeugen, zu einer scheinbaren Vergrößerung des Reibungskoeffizienten kommt. Dazu wird der auf neutrale Schichtung reduzierte Reibungskoeffizient in 10 Metern Höhe als Funktion des Anströmungswinkels  $\beta$  der Heißfilmsonden-Apparatur relativ zur Schiffslängsachse betrachtet.



**Abbildung 12:** *Auf neutrale Schichtung reduzierter Reibungskoeffizient  $C_{DN,u}$  bezogen auf 10 Meter Höhe als Funktion des Anströmungswinkels  $\beta$  relativ zur Schiffslängsachse;  $\beta > 0$ : Anströmung von steuerbord. Gemessen an der Meßposition über dem Schanzkleid (Oktober 1994) und gemittelt über 200 Sekunden.*

In der Abbildung 12 sind die über einen Zeitraum von 200 Sekunden gemittelten Werte des auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten  $C_{DN,u}$  bezogen auf 10 Meter Höhe als Funktion des Anströmungswinkels  $\beta$  der Heißfilmsonden relativ zur Schiffslängsachse für die Meßposition über dem Schanzkleid (Oktober 1994) dargestellt. Dieser Mittelungszeitraum entspricht einer Mittelung über 1000 Einzelspektren der turbulenten kinetischen Energie.

Der aus dem longitudinalen turbulenten Energiespektrum abgeleitete Reibungskoeffizient  $C_{DN,u}$  weist eine signifikante Variation im Winkelbereich von  $-40^\circ < \beta < -20^\circ$  mit einem ausgeprägten Maximum bei dem Anströmwinkel  $\beta = -31^\circ$  auf. Im Maximum erreicht der Reibungskoeffizient Werte bis zu circa  $14 \cdot 10^{-3}$ . In diesem Winkelbereich wirkt der Bugmast wie ein zusätzliches Rauigkeitselement auf das Windfeld und verursacht die Bildung von Wirbelelementen unterschiedlicher Größenordnungen und somit schließlich die Produktion von zusätzlicher turbulenter kinetischer Energie, die wiederum zu einer Verfälschung des berechneten Reibungskoeffizienten führt.

In Analogie zur Dispersionsfunktion, die die Schadstoffausbreitung von einer punktförmigen Quelle aus unter der Annahme einer Gaußverteilung beschreibt, läßt sich beim Vergleich mit den Ergebnissen vor der Radarplattform eine Verbreiterung des Winkelintervalls des Störeinflusses durch den Bugmast als Funktion des Abstandes feststellen.

Im Folgenden werden lediglich diejenigen Reibungskoeffizienten berücksichtigt, bei denen der Anströmwinkel der Heißfilmsonden-Konfiguration außerhalb des Störbereiches ( $-40^\circ < \beta < -20^\circ$ ) durch den Bugmast liegt.

Nach Ausschluß des Störungsbereiches durch den Bugmast stehen Meßwerte über einen Zeitraum von 88 Stunden zur Verfügung. Bei einer Mittelung über die Dauer von 20 Minuten liegt somit eine Stichprobe von insgesamt 265 Werten vor. Für die Betrachtung des Reibungskoeffizienten als Funktion der Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der wahren Windrichtung liegen für auflandige Windrichtungen 244 Werte vor, während bei ablandigen Windrichtungen lediglich 21 Werte zur Verfügung stehen. Da die Datendichte bei ablandigen Windrichtungen sehr gering ist und darüberhinaus eine ungleichmäßige Verteilung über den betrachteten Geschwindigkeitsbereich vorliegt, werden im Folgenden nur die Reibungskoeffizienten für auflandige Windrichtungen angegeben.

#### 5.4.2 Korrektur der Anisotropie bei der Bestimmung der Reibungskoeffizienten

Wie bereits in Kapitel (5.2) erwähnt wurde, tritt mit zunehmender Horizontalwindgeschwindigkeit infolge der zunehmenden Stromliniendrängung im Bereich der Meßposition eine geringfügige Abweichung von lokal isotropen Verhältnissen auf. Dieser Effekt äußert sich in einer Reduktion des Verhältnisses  $S_w(f)/S_u(f)$  um weniger als  $-10\%$  im Vergleich zu dem von Kolmogoroff theoretisch abgeleiteten Wert  $4/3$  unter isotropen Bedingungen. Da bei der Ableitung des Reibungskoeffizienten aus dem longitudinalen und vertikalen Energiespektrum jedoch infolge der Verwendung der Kolmogoroff-Konstanten der "lokal isotrope" Wert  $4/3$  implizit einfließt, kommt es dementsprechend zu einer Differenz in den Ergebnissen für die aus dem longitudinalen ( $C_{DN,u}$ ) und vertikalen turbulenten Energiespektrum ( $C_{DN,w}$ ) abgeleiteten Reibungskoeffizienten.

Bei einer Reduzierung des Verhältnisses  $S_w(f)/S_u(f)$  enthält das longitudinale Energiespektrum im Vergleich zum "lokal isotropen" Wert  $4/3$  einen "Überschuß" an Energie, während das vertikale Energiespektrum ein "Defizit" aufweist.

Nach Wucknitz (1979) läßt sich unter anisotropen Bedingungen der Energieinhalt im lokal isotropen Spektralbereich aufgrund der Erhaltung der Gesamtenergie abschätzen. Diese Abschätzung basiert auf der Annahme, daß ein Überschuß an Energie in einer Komponente innerhalb des Trägheitsunterbereiches auf die übrigen Komponenten umverteilt wird.

Da im Rahmen dieser Untersuchung aufgrund der Wahl einer zweidimensionalen Heißfilmsonden-Konfiguration keine Messung des turbulenten Energiespektrums der horizontalen Querkomponente  $S_v(f)$  zur Verfügung steht, wird in erster Näherung angenommen, daß die eindimensionalen turbulenten Energiespektren der horizontalen Querkomponente und der vertikalen Windkomponente gleich sind ( $S_v(f) = S_w(f)$ ). Unter der Annahme der Erhaltung der Gesamtenergie folgt somit für die unter Verwendung sowohl des longitudinalen als auch des vertikalen turbulenten Energiespektrums korrigierte Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,uw}$ :

$$u_{*,uw}^2 = \frac{1}{3} \left( 2 u_{*,w}^2 + u_{*,u}^2 \right) \quad (45)$$

In dieser Gleichung ist der "lokal isotrope" Wert  $4/3$  implizit enthalten, da bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus  $S_u(f)$  und  $S_w(f)$  nach der "Dissipationsmethode" dieser Wert infolge der Benutzung der Kolmogoroff-Konstante einfließt. Diese Korrektur aufgrund von Anisotropie ist nur dann möglich, wenn die "Dissipationsmethode" unter Verwendung eines mindestens 2-Komponenten-Meßsystems durchgeführt wird, das sowohl die Messung des longitudinalen als auch eines lateralen turbulenten Energiespektrums gestattet. Wucknitz (1979) erzielte unter Verwendung der Gleichung (45) eine gute Übereinstimmung zwischen der mittels der indirekten Dissipationsmethode abgeleiteten Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*,uw}$  und simultan durchgeführten direkten Messungen mittels der Kreuz-Korrelationsmethode.

Aufgrund des bei unseren Messungen aufgetretenen geringen Grades der Anisotropie, charakterisiert durch eine Abweichung von weniger als 10 % vom "lokal isotropen" Wert  $4/3$ , tritt unter Vernachlässigung dieser Korrektur nur ein geringer Fehler bei den jeweils aus den eindimensionalen Energiespektren abgeleiteten und auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten  $C_{DN,u}$  und  $C_{DN,w}$  auf. Wird keine Korrektur aufgrund der Abweichung von der lokalen Isotropie durchgeführt, dann ergibt sich bei der Bestimmung des Mittelwertes des aus dem longitudinalen Energiespektrum abgeleiteten Reibungskoeffizienten  $\overline{C_{DN,u}}$  eine systematische Überschätzung von 3 % und für den aus dem vertikalen Energiespektrum abgeleiteten Wert  $\overline{C_{DN,w}}$  eine systematische Unterschätzung von nur 1 %.

Die Regressionsgerade zwischen den Reibungskoeffizienten und der mittleren Windgeschwindigkeit zeigt, daß der Einfluß der mit zunehmender Windgeschwindigkeit geringfügig zunehmenden Abweichung von lokal isotropen Verhältnissen zu einer ebenfalls geringfügigen Änderung im jeweiligen Regressionskoeffizienten führt. Vernachlässigt man den Einfluß der Anisotropie, so ergibt sich für den Regressionskoeffizienten für  $C_{DN,u}$  ein um 10 % niedrigerer Wert und für  $C_{DN,w}$  ein um 5 % höherer. Aufgrund des geringen Anstieges des berechneten Reibungskoeffizienten mit der Windgeschwindigkeit ( $0.090 \cdot 10^{-3}$  für  $C_{DN,u}(U_{10})$  bzw.  $0.077 \cdot 10^{-3}$  für  $C_{DN,w}(U_{10})$ ) bleibt die Änderung der Mittelwerte der Reibungskoeffizienten ( $\overline{C_{DN,u}}$  und  $\overline{C_{DN,w}}$ ) jedoch absolut betrachtet gering.

### 5.4.3 Korrektur aufgrund von Vertikaladvektion

Wie bereits in Kapitel (5.1) gezeigt, wird infolge der Schiffsaufbauten an der Meßposition über dem Schanzkleid eine mit zunehmender Horizontalwindgeschwindigkeit anwachsende vertikale Advektion des Windfeldes aus niedrigeren Höhen verursacht. Diese Vertikaladvektion führt zu einer systematischen, scheinbaren Vergrößerung der Reibungskoeffizienten in der Referenzhöhe von 10 Meter und muß daher berücksichtigt werden. Unter Berücksichtigung der Windkanalstudien mit einem Modell der FS ALKOR (Anhang B, Abb. B1 und Abb. B2) läßt sich aufgrund einer rein geometrischen Betrachtung abschätzen, daß infolge der Schiffsaufbauten bei einer Windgeschwindigkeit von 9 m/s das Windfeld aus einer circa 3 Meter niedrigeren Höhe vertikal advehiert wird. Da im Rahmen dieser Untersuchung die gemessene Horizontalwindgeschwindigkeit auf ein Intervall von 2.5 - 13 m/s beschränkt ist, läßt sich nach den Windkanalstudien in Anhang B in erster Näherung für das gesamte Geschwindigkeitsintervall eine Vertikaladvektion aus einer 3 Metern niedrigeren Höhe annehmen. Unter dieser Annahme beschreiben die in der Meßhöhe von 13 Metern bestimmten Reibungskoeffizienten gerade das Windfeld in der Referenzhöhe von 10 Metern. Aufgrund dieser Abschätzung läßt sich die Vertikaladvektion durch Verwendung der in 13 Metern Höhe bestimmten Reibungskoeffizienten unter Verzicht auf die Höhenreduktion der Reibungskoeffizienten auf das Referenzniveau von 10 Meter Höhe berücksichtigen.

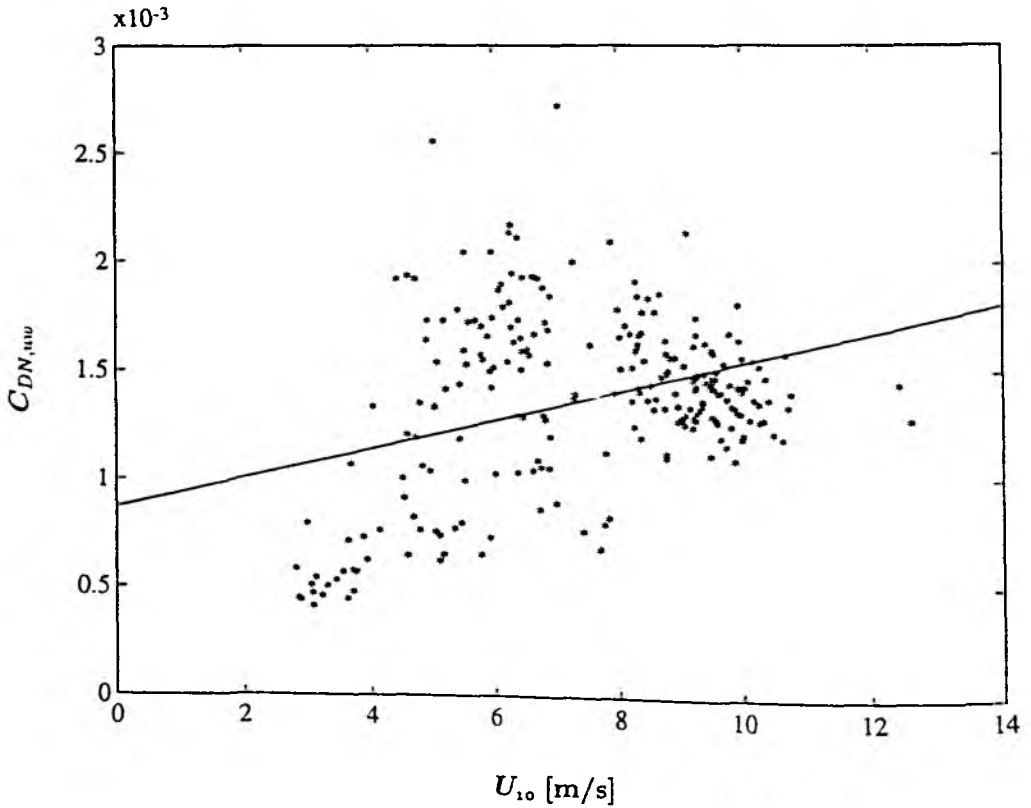
Der Fehler bei der Bestimmung des Mittelwertes  $\overline{C_{DN,uw}}$  des auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten aufgrund der nicht berücksichtigten Vertikaladvektion des Windfeldes führte zu einer scheinbaren Vergrößerung des berechneten Reibungskoeffizienten um +10 %.

Eine Unsicherheit von 1 Meter bezüglich der Abschätzung der mittleren Höhe, aus der die Vertikaladvektion erfolgt, führt lediglich zu einem Fehler von circa 3 % bei der Bestimmung des Mittelwertes des Reibungskoeffizienten.

#### 5.4.4 Korrigierter Reibungskoeffizient

Nach Ausschluß des Winkelbereiches des Störeinflusses durch den Bugmast und unter Berücksichtigung der Anisotropie und der Vertikaladvektion ergibt sich für den Mittelwert des auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten  $\overline{C_{DN,uw}}$  ein Wert von  $1.373 \cdot 10^{-3}$ . Die Regression für die Ausgleichskurve, die den Reibungskoeffizienten als Funktion der Windgeschwindigkeit  $U_{10}$  in der Referenzhöhe von 10 Meter beschreibt, lautet:

$$C_{DN,uw} \cdot 10^3 = 0.870 + 0.0673 \cdot U_{10} \quad (46)$$



**Abbildung 13:** Auf neutrale Schichtung reduzierter und bezüglich der Anisotropie und Vertikaladvektion korrigierter Reibungskoeffizient  $C_{DN,uw}$  als Funktion der Windgeschwindigkeit bezogen auf 10 Meter Höhe und gemittelt über 20 Minuten.



In der Abbildung 13 ist der auf neutrale Schichtung reduzierte und aufgrund der Anisotropie unter Verwendung von Gleichung (45) korrigierte Reibungskoeffizient  $C_{DN,uw}$  als Funktion der Windgeschwindigkeit bezogen auf 10 Meter Höhe unter Berücksichtigung der Vertikaladvektion angegeben. Zusätzlich zu den durch Sternchen symbolisierten Meßwerten ist die ermittelte Ausgleichsgerade als durchgezogene Linie eingezeichnet. Der RMS-Fehler für die Abweichung von der Regressionsgeraden beträgt  $0.38 \cdot 10^{-3}$ . Der auf neutrale Schichtung reduzierte Reibungskoeffizient  $C_{DN,uw}$  beträgt bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s  $1.40 \cdot 10^{-3}$ .

Der Reibungskoeffizient auf See hängt nach Smith et al. (1991) nicht allein von der Windgeschwindigkeit ab. Auf offener See ist der Wert des Reibungskoeffizienten nach Smith (1980) und Large und Pond (1981) um 10 - 15 % niedriger als in Küstennähe oder flachen Gewässern (Garratt (1977), Wu (1980), Geernaert et al. (1986, 1987) und Atatürk (1991)). Dieser Unterschied wird auf den Zustand der See zurückgeführt, der von solchen Parametern beeinflusst wird wie fetch, Wellenalter, Unstetigkeit des Windfeldes und Wassertiefe.

Die Tatsache, daß der in dieser Arbeit mittels der indirekten Dissipationsmethode abgeleitete Reibungskoeffizient höher als auf der offenen See ist, kann durch den Einfluß der am Meßort niedrigen Wassertiefe von 11 Metern auf die Oberflächenrauigkeit erklärt werden.

In der nachfolgenden Tabelle 3 sind die Ergebnisse verschiedener Autoren für die Regressionen zwischen den auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten  $C_{DN}$  und der Windgeschwindigkeit bezogen auf 10 Meter Höhe angegeben. Zusätzlich sind die aus den Regressionen berechneten Reibungskoeffizienten für die Windgeschwindigkeit 8 m/s aufgeführt. Neben dem jeweiligen Meßgebiet sind auch die jeweils verwendeten Methoden zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten angegeben (D: indirekte Dissipationsmethode, K: Kreuz-Korrelationsmethode, P: Profilmethode). Diese Tabelle wurde von DeCosmo (1991) zusammengestellt und um die Ergebnisse von Hasse (1968), Dunkel (1974), Krügermeyer (1976), Hasse (1978), Smith et al. (1992), Behrens (1993) erweitert.

	$10^{+3} \cdot C_{DN}$	$U_{10}$ (m/s)	$C_{DN} \cdot 10^{+3}$ $U = 8(\text{m/s})$	Meßort
Hasse, 1968; P	$1.21 \pm 0.24$	$3 < U_{10} < 11$	$1.21 \pm 0.24$	Ostsee, 14 m
Dunkel, 1974 P, K	1.39	$5 < U_{10} < 9$	1.39	Ozean tiefes Wasser
Smith und Banke, 1975; K	$0.63 + 0.066 \cdot U_{10}$	$3 < U_{10} < 21$	1.16	Sable Islands Brandung
Krügermeyer 1976; P, K	1.34	$4 < U_{10} < 11$	1.34	Ozean tiefes Wasser
Garratt, 1977; P, K	$0.75 + 0.067 \cdot U_{10}$	$4 < U_{10} < 21$	1.29	verschiedene Datensätze
Hasse, 1978; P	$1.25 \pm 0.32$	$2 < U_{10} < 9$	$1.25 \pm 0.32$	trop. Atlantik tiefes Wasser
Smith 1980; K	$0.61 + 0.063 \cdot U_{10}$	$6 < U_{10} < 22$	1.11	Ozean ca. 59 m
Large & Pond 1981; K, D	$1.14$ $0.49 + 0.065 \cdot U_{10}$	$4 < U_{10} > 10$ $10 < U_{10} < 25$	1.14	Ozean tiefes Wasser
Donelan, 1982	$0.37 + 0.137 \cdot U_{10}$	$4 < U_{10} < 17$	1.47	Lake Ontario 10 m
Geernaert et al. 1986; K	$0.43 + 0.097 \cdot U_{10}$	$5 < U_{10} < 21$	1.21	Nordsee, 15 m
Geernaert et al. 1987; K	$0.58 + 0.085 \cdot U_{10}$	$5 < U_{10} < 30$	1.26	Nordsee, 30 m
Smith, 1988; P	$0.81 + 0.049 \cdot U_{10}$	$6 < U_{10} < 22$	1.20	Nordatlantik tiefes Wasser
Smith et al. 1992; K	$1.11 + 0.036 \cdot U_{10}$	$4 < U_{10} < 10$	1.40	Nordsee, 15 m
Behrens 1993; K	$0.76 + 0.051 \cdot U_{10}$	$3 < U_{10} < 12$	1.17	Kieler Bucht 12 m
Neugum, 1995; D	$0.87 + 0.067 \cdot U_{10}$	$3 < U_{10} < 13$	1.40	Ostsee, 11 m

**Tabelle 3:** Regressionen für  $C_{DN}$  nach verschiedenen Autoren.

#### 5.4.5 Einfluß der Abschätzung der turbulenten kinetischen Energiebilanz auf die Ableitung von $C_{DN}$

Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit mittels der indirekten Dissipationsmethode setzt nach Gleichung (22) die Kenntnis des diabatischen Faktors voraus. Für die Abschätzung der turbulenten kinetischen Energiebilanz, die zur Bestimmung des diabatischen Faktors  $\Phi_\epsilon(z/L)^{-2/3}$  erforderlich ist, findet man in der Literatur unterschiedliche Angaben.

Häufig wird angenommen, daß die Transportterme  $D_\epsilon$  und  $D_p$  zu vernachlässigen sind und Divergenzfreiheit der turbulenten kinetischen Energiebilanzgleichung vorausgesetzt werden darf (Hicks und Dyer, 1972; Large und Pond, 1981; Dyer und Hicks, 1982; Large und Businger, 1988). Somit folgt für die dimensionslose Dissipationsfunktion  $\Phi_\epsilon(z/L)$ :

$$\Phi_\epsilon\left(\frac{z}{L}\right) = \Phi_M\left(\frac{z}{L}\right) - \frac{z}{L} \quad (47)$$

Diese Gleichung wird durch direkte Messungen des Druck-Transport-Terms  $D_p$  von McBean und Elliott (1975) gestützt, die auf See durchgeführt wurden. Demzufolge balancieren sich in der wassernahen Luftschicht der vertikale Transport von Druck-Geschwindigkeitskorrelationen und die vertikale Divergenz des turbulenten kinetischen Energieflusses. Garratt (1972) bestätigt mit seinen Messungen auf See die Gültigkeit der Beziehung (47) für  $z/L \leq 0$ . Bradley et al. (1981) zeigte, daß Gleichung (47) lediglich für  $-0.4 < z/L < 0$  anwendbar ist.

Die dimensionslose Windscherung  $\Phi_M(z/L)$  läßt sich in Abhängigkeit von der Stabilität durch die empirisch abgeleitete Parametrisierung nach Businger et al. (1971) und Dyer (1974), die über einer ebenen Landoberfläche gewonnen wurden, beschreiben.

$$\Phi_M = (1 - 16 \cdot z/L)^{-1/4} \quad \text{labile Schichtung: } -2 \leq z/L \leq 0 \quad (48)$$

$$\Phi_M = 1 + 5 \cdot z/L \quad \text{stabile Schichtung: } z/L > 0 \quad (49)$$

Die Gültigkeit dieser über Land abgeleiteten Stabilitätsfunktionen wurde sowohl für den Fall stabiler, als auch labiler thermischer Dichteschichtung auf offener See veri-

fiziert (Davidson et al., 1978; Fairall et al., 1980; Schacher et al., 1981).

Tritt andererseits ausgeprägt starker Seegang auf, muß in Wellennähe dieser Divergenzterm wiederum mitberücksichtigt werden, da er welleninduzierte Schwankungsgrößen enthält. Unsere Untersuchungen wurden jedoch in einer Meßhöhe von 13 Metern durchgeführt, sodaß der Einfluß dieses Divergenzterms vernachlässigbar gering sein dürfte.

Im Gegensatz zu Gleichung(47) resultiert aus den Daten, die während des Kansas-Experimentes (1968) über Land gewonnen wurden, nach Wyngaard und Côté (1971) und den späteren Messungen von Champagne et al. (1977), daß sich Auftriebsproduktion und vertikale Divergenz des turbulenten kinetischen Energieflusses gegenseitig ausgleichen.

$$\Phi_\epsilon \left( \frac{z}{L} \right) = \Phi_M \left( \frac{z}{L} \right) - D_p \quad (50)$$

Für die dimensionslose Dissipationsrate  $\Phi_\epsilon(z/L)$  nach Gleichung (50) wird von Wyngaard und Côté (1971) folgende Parametrisierung angegeben:

$$\Phi_\epsilon \left( \frac{z}{L} \right) = \begin{cases} (1 + 0.5 \cdot |z/L|^{2/3})^{3/2} & \text{für } z/L \leq 0 \\ (1 + 2.5 \cdot (z/L)^{3/5})^{3/2} & \text{für } z/L > 0 \end{cases} \quad (51)$$

Schacher et al. (1981) bestätigten mit ihren Meßergebnissen auf See die Gültigkeit der Gleichung (47) unter labilen Schichtungsverhältnissen. Bei stabiler Dichteschichtung muß ihren Ergebnissen zufolge jedoch der Druck-Transport nach Gleichung (51) Berücksichtigung finden. Im Gegensatz dazu erzielten Fairall et al. (1980) exzellente Übereinstimmung mit Gleichung (51) unter labilen Schichtungsverhältnissen.

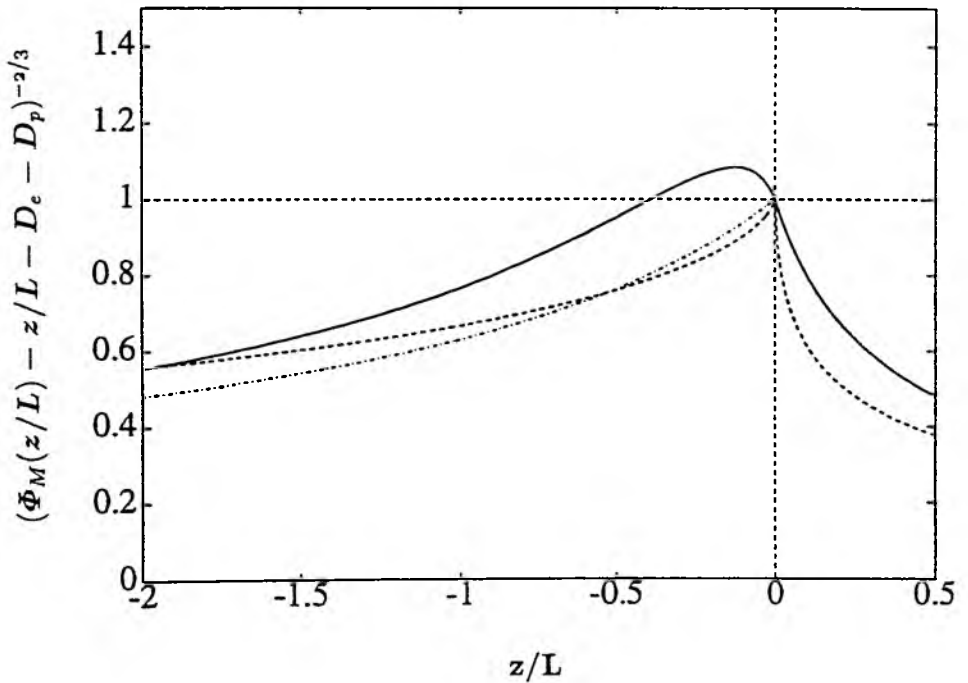
Aus Untersuchungen über Land während des Kansas- und Minnesota-Experimentes leiteten Kaimal et al. (1972) und (1976) folgenden einfachen empirischen Ausdruck für  $\Phi_\epsilon(z/L)$  ab:

$$\Phi_\epsilon \left( \frac{z}{L} \right) = 1 - \frac{z}{L} \quad \text{für } \frac{z}{L} < 0 \quad (52)$$

Schließlich haben Panofsky und Dutton (1984) die Mehrdeutigkeit der unterschied-

lichen Datenquellen diskutiert und gelangten zu der Schlußfolgerung, daß bei labiler Dichteschichtung Gleichung (47) und bei stabiler Dichteschichtung Gleichung (51) anzuwenden sei.

Der Einfluß der thermischen Dichteschichtung auf die Bestimmung des diabatischen Faktors wird in der Abbildung 14 deutlich. Darin ist der diabatische Faktor  $(\Phi_e(z/L))^{-2/3}$  als Funktion des dimensionslosen Stabilitätsparameters  $z/L$  unter der Annahme von Divergenzfreiheit nach Gleichung (47) mit einer durchgezogenen Linie, nach Gleichung (51) mit einer gestrichelten Linie und nach Gleichung (52) mit einer strich-punktierten Linie angegeben.



**Abbildung 14:** Bestimmung des diabatischen Faktors in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung – charakterisiert durch  $z/L$  – nach Gleichung (47): durchgezogene Linie, Gleichung (51): gestrichelte Linie und schließlich Gleichung (52): strich-punktierte Linie.

Der überwiegende Teil (87 %) der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen fand im Bereich neutraler bis leicht labiler Schichtungsverhältnisse mit  $-0.5 \leq z/L \leq +0.1$  statt. Nur bei 13 % der Messungen war die Dichteschichtung durch labile Verhältnisse mit  $-1.80 \leq z/L \leq -0.5$  geprägt. Innerhalb des Bereiches  $-0.5 \leq z/L < 0$  kann die Unsicherheit bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit aufgrund der Verwendung von Gleichung (51) bzw. Gleichung (52) anstelle von Gleichung (47) maximal -4.5 % bzw. -4.2 % betragen und für  $0 < z/L \leq 0.1$  maximal 3.8 % aufgrund der Verwendung von Gleichung (47) anstelle von Gleichung (51).

Um abschätzen zu können, in welchem Maße sich der jeweils verwendete Ansatz für  $\Phi_\epsilon(z/L)$  unter diabatischen Schichtungsverhältnissen auf die Bestimmung des Reibungskoeffizienten auswirkt, wurden sowohl die Gleichungen (47), (51) und (52) verwendet, als auch Gleichung (47) unter neutralen bis labilen Schichtungsverhältnissen und Gleichung (51) unter stabilen Verhältnissen.

Regression	$\overline{C_{DN,uw}} \cdot 10^{-3}$	
$0.790 + 0.0745 \cdot U_{10}$	1.347	$\Phi_M - z/L$
$0.678 + 0.0667 \cdot U_{10}$	1.177	$1 - z/L$ für $z/L \leq 0$ $(1 + 2.5 \cdot (\frac{z}{L})^{3/5})^{3/2}$ für $z/L > 0$
$0.787 + 0.0515 \cdot U_{10}$	1.172	$(1 + 0.5 \cdot  \frac{z}{L} ^{2/3})^{3/2}$ für $z/L \leq 0$ $(1 + 2.5 \cdot (\frac{z}{L})^{3/5})^{3/2}$ für $z/L > 0$
$0.870 + 0.0673 \cdot U_{10}$	1.373	$\Phi_M - z/L$ für $z/L \leq 0$ $(1 + 2.5 \cdot (\frac{z}{L})^{3/5})^{3/2}$ für $z/L > 0$

**Tabelle 4:** Lineare Regression für den neutralen Reibungskoeffizienten  $C_{DN,uw} \cdot 10^{-3}$  als Funktion der Windgeschwindigkeit bezogen auf 10 Meter Höhe unter Berücksichtigung der Vertikaladvektion für unterschiedliche Abschätzungen der turbulenten kinetischen Energiebilanz. Zusätzlich ist der Mittelwert des Reibungskoeffizienten  $\overline{C_{DN,uw}}$  angegeben.

Der Einfluß der jeweiligen Abschätzung der turbulenten kinetischen Energiebilanz auf den auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten  $C_{DN,uw}$ , unter Berücksichtigung der durch die Schiffsaufbauten verursachten Vertikaladvektion ist in Tabelle 4 angegeben.

Aufgrund der in allen oben angegebenen Regressionen niedrigen Korrelationskoeffizienten wurde ein Signifikanztest bezüglich des Regressionskoeffizienten unter der Vorgabe einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 1% durchgeführt. Es ließ sich zeigen, daß in allen Fällen der jeweilige Regressionskoeffizient innerhalb eines 99 prozentigen Konfidenzintervalls liegt.

Erwartungsgemäß läßt sich mit zunehmender Abweichung von neutralen Schichtungsverhältnissen ein zunehmender Einfluß des jeweils verwendeten Ansatzes für den diabatischen Faktor auf den abgeleiteten Reibungskoeffizienten feststellen. Der Mittelwert des Reibungskoeffizienten  $\overline{C_{Dn,uw}}$  beträgt zwischen  $1.17 \cdot 10^{-3}$  bei Verwendung von Gleichung (51) und  $1.37 \cdot 10^{-3}$  bei Verwendung von Gleichung (47) für  $z/L \leq 0$  und Gleichung (51) für  $z/L > 0$  (Tabelle 4). Da Abweichungen von neutraler Schichtung während der Meßperioden besonders bei niedrigen Windgeschwindigkeiten auftraten, schlägt sich die Wahl des jeweiligen Ansatzes für den diabatischen Faktor insbesondere auf die Variation des Reibungskoeffizienten mit der Windgeschwindigkeit nieder. Je nach verwendetem Ansatz für den diabatischen Faktor variiert die Steigung der Regressionsgeraden zwischen dem berechneten Reibungskoeffizienten und der Windgeschwindigkeit zwischen 0.0515 bei Verwendung von Gleichung (51) und 0.0745 bei Verwendung von Gleichung (47).

## 5.5 Bestimmung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Geschwindigkeit

In diesem Abschnitt wird die Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit untersucht.

Nach Kolmogoroff soll die Mikroskala  $\eta$  (Gleichung 9) charakteristisch für die Grenze zwischen dem Trägheitsunterbereich und dem Dissipationsbereich sein. Sie beschreibt diejenige Größenordnung der Wirbelelemente, bei denen die molekulare Viskosität  $\nu$  beginnt, einen merklichen Einfluß auszuüben.

Nach Hinze (1959) wird die Größenordnung der Energiedissipation in einer turbulenten Strömung bestimmt durch:

$$\varepsilon \sim \frac{U^3}{d} \quad (53)$$

wobei die Größe  $d$  die für die Strömung charakteristische Länge beschreibt. Substituiert man nun in Gleichung (9) die Dissipation nach Gleichung (53), so folgt unter Verwendung der für den Strömungszustand charakteristischen Reynoldszahl  $Re = (U \cdot d)/\nu$  schließlich

$$\eta \sim \frac{d}{Re^{3/4}} \quad (54)$$

Die Größenordnung derjenigen Wirbelelemente, bei denen die molekulare Reibung beginnt, einen spürbaren Einfluß auszuüben nimmt somit umgekehrt proportional zu  $Re^{3/4}$  ab. Für die zugehörige Frequenz  $f_0 \sim (U/\eta)$  gilt:

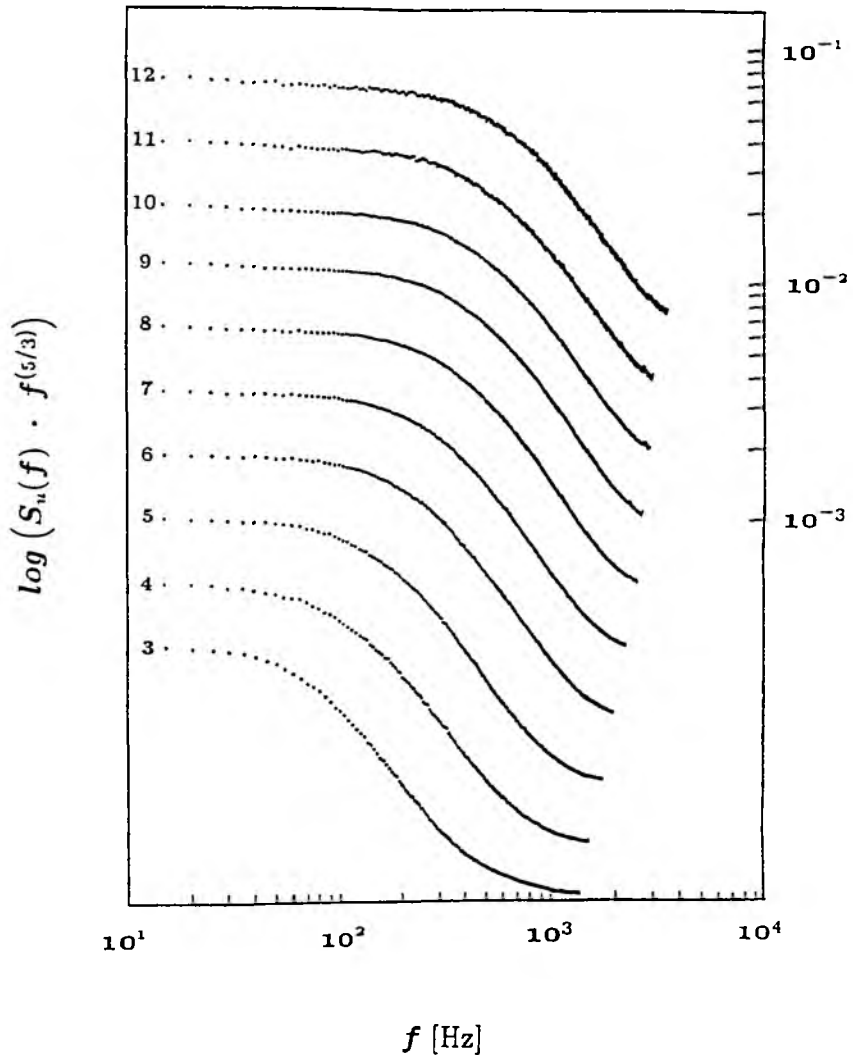
$$f_0 \sim \frac{U \cdot Re^{3/4}}{d} \quad (55)$$

Die Frequenz  $f_0$  stellt ein Maß für das hochfrequente Ende des Inertialbereiches dar und wächst proportional zu  $Re^{3/4}$  an. Für den funktionalen Zusammenhang zwischen der Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches, charakterisiert durch  $f_0$ , und der Strömungsgeschwindigkeit folgt schließlich:

$$f_0 \sim \frac{U^{7/4}}{d^{1/4} \cdot \nu^{3/4}} \quad (56)$$



Das hochfrequente Ende des Trägheitsbereiches verschiebt sich somit mit zunehmender Geschwindigkeit proportional zu  $U^{7/4}$  zu höheren Frequenzen.



**Abbildung 15:** Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit. Angegeben sind die pro Geschwindigkeitsklasse gemittelten turbulenten kinetischen Energiespektren der u-Komponente. Auf der Abzisse erfolgt die Darstellung in der Einheit Hz und auf der Ordinate in schematischer Form. Die gemessenen diskreten Spektralwerte sind als Punkte dargestellt.

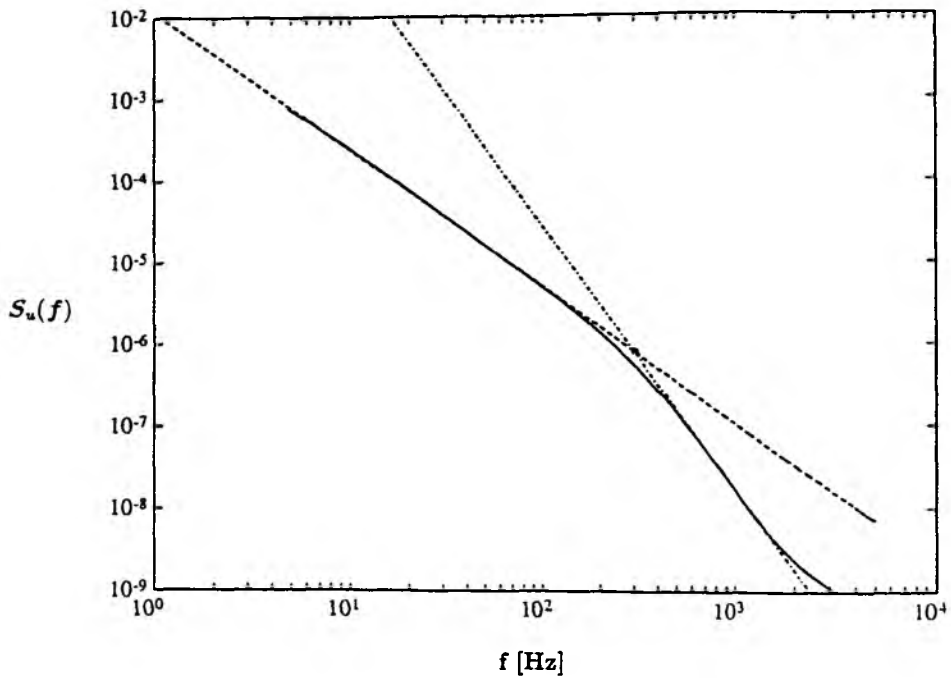
In Abbildung 15 wird die Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit für Geschwindigkeitsklassenmittel des longitudinalen turbulenten Energiespektrums skizziert. Für diese Darstellung wurde eine Einteilung der jeweils über 6000 Einzelspektren gemittelten Energiespektren der longitudinalen Windkomponente nach der jeweiligen Windgeschwindigkeit in Geschwindigkeitsklassen mit einer Intervallbreite von 1 m/s vorgenommen und der Mittelwert für die betreffende Klasse bestimmt. In der Abbildung 15 kennzeichnen die Ziffern an den Klassenmittelwerten der Energiespektren die jeweilige Geschwindigkeitsklasse in der Einheit m/s, über die die Mittelung durchgeführt wurde. Zusätzlich ist eine logarithmische Skala für die Abschätzung der Größnordnung des Abfalls der turbulenten kinetischen Energiespektren eingezeichnet.

Im Gegensatz zur doppeltlogarithmischen Darstellung der spektralen Energiedichte als Funktion der Frequenz, treten bei einer Darstellung  $\log(S_u(f) \cdot f^{(5/3)})$  gegen  $\log f$  geringe Abweichungen von einem Abfall des Energiespektrums proportional zu  $f^{-5/3}$  bereits sehr deutlich zutage. Der Abfall des Energiespektrums proportional zu  $f^{-5/3}$  läßt sich bei dieser Wahl der Darstellungsform anhand einer Parallelen zur Abzisse identifizieren. Das Ende des Trägheitsunterbereiches läßt sich am Auftreten einer Krümmung des pro Geschwindigkeitsklasse gemittelten Energiespektrums erkennen. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit wächst also der Frequenzbereich des Trägheitsunterbereiches an und das hochfrequente Ende verschiebt sich zu höheren Frequenzen.

Weiterhin wird aus der Abbildung 15 deutlich, daß die pro Geschwindigkeitsklasse gemittelten eindimensionalen Energiespektren innerhalb des Trägheitsunterbereiches nicht exakt dem  $f^{-5/3}$ -Gesetz gehorchen. Sie lassen eine geringfügige Abweichung davon erkennen. Diese Abweichung von dem exakten  $f^{-5/3}$  Gesetz äußert sich darin, daß die Spektralwerte im niederfrequenten Bereich nicht genau auf einer Parallelen zur Abzisse liegen. Aus der geringfügigen Abweichung von einem exakten " $-5/3$ "-Gesetz für den Abfall der eindimensionalen turbulenten kinetischen Energiespektren proportional zur Frequenz, ergibt sich ein systematischer Einfluß auf die mit der "Dissipationsmethode" abgeleitete Schubspannungsgeschwindigkeit. Der Betrag dieses systematischen Fehlers hängt davon ab, welcher Frequenzbereich innerhalb des Trägheitsunterbereiches zur Ableitung der Schubspannungsgeschwin-

digkeit benutzt wird. Bei einer mittleren Steigung der gemessenen Energiespektren im Frequenzbereich von 14.6 bis 68.3 Hz von -1.68 ergibt sich bei Verwendung des Spektralwertes bei der Frequenz 68.3 Hz anstelle desjenigen bei 14.6 Hz eine Abweichung von weniger als 2.5 %.

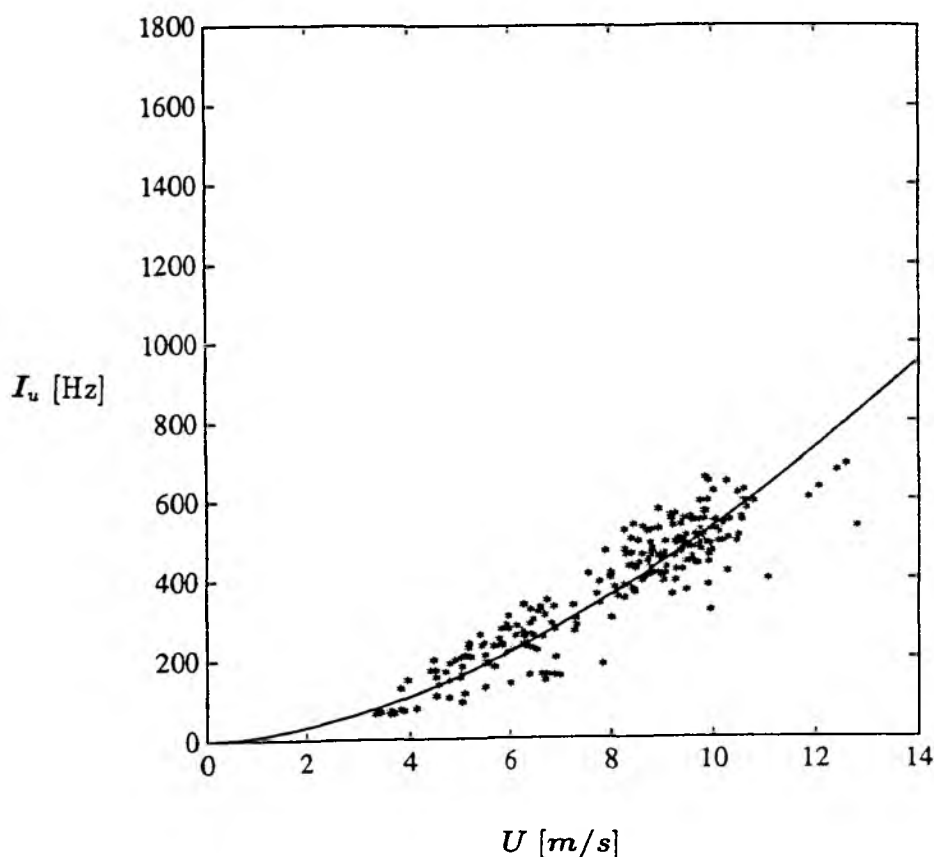
Das Verfahren, daß zur Bestimmung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit entwickelt wurde, wird in der Abbildung 16 skizziert. Dieses Verfahren basiert auf der Annahme, daß die spektrale Energie sowohl im Trägheitsunterbereich als auch im Dissipationsbereich einem Potenzgesetz gehorcht. Nach dem von Heisenberg und von Weizäcker entwickelten Modell fällt das turbulente kinetische Energiespektrum innerhalb des Dissipationsbereichs proportional zu  $k^{-7}$  beziehungsweise  $f^{-7}$  ab. Dieses Modell basiert auf einer Zerlegung des Energiespektrums eines turbulenten Geschwindigkeitsfeldes in eine Makro- und eine Mikrokomponente bezüglich einer beliebigen, dann aber vorerst festen Wellenzahl  $k$ . Die Mikrokomponente umfaßt die Spektralanteile der kleinen Wirbelelemente mit  $k' > k$  und die Makrokomponente den Bereich der großen Wirbelelemente mit  $k' < k$ . Der Grundgedanke beruht nun darin, daß die Mikrokomponente wie eine zusätzliche Viskosität auf die Dynamik der Makrokomponente wirken und dieser somit zusätzlich Energie entziehen soll. Die zweite Annahme besteht darin, daß jede Wellenzahl  $k''$  der Mikrokomponente einen eigenen Beitrag zur Viskosität liefert und die spektrale Wirbelviskosität lediglich von der spektralen Dichte der turbulenten kinetischen Energie pro Masseneinheit der Wellenzahl  $k''$  selbst abhängt. Heisenberg selbst fand nur die beiden Grenzfälle der stationären Lösung, und zwar den Abfall der spektralen Energiedichte proportional zu  $k^{-5/3}$  innerhalb des Trägheitsunterbereiches und proportional zu  $k^{-7}$  innerhalb des Dissipationsbereiches. Die vollständige Lösung von Bass (1949) und Chandrasekhar (1949) ist in der Sekundärliteratur von Batchelor (1953) und Rotta (1972) zu finden. Diese oben beschriebenen funktionalen Zusammenhänge innerhalb des Trägheitsunterbereiches und Dissipationsbereiches lassen sich in einer doppeltlogarithmischen Darstellung anhand einer Geraden mit einer Steigung, die dem Exponenten im jeweiligen Potenzgesetz entspricht, identifizieren.



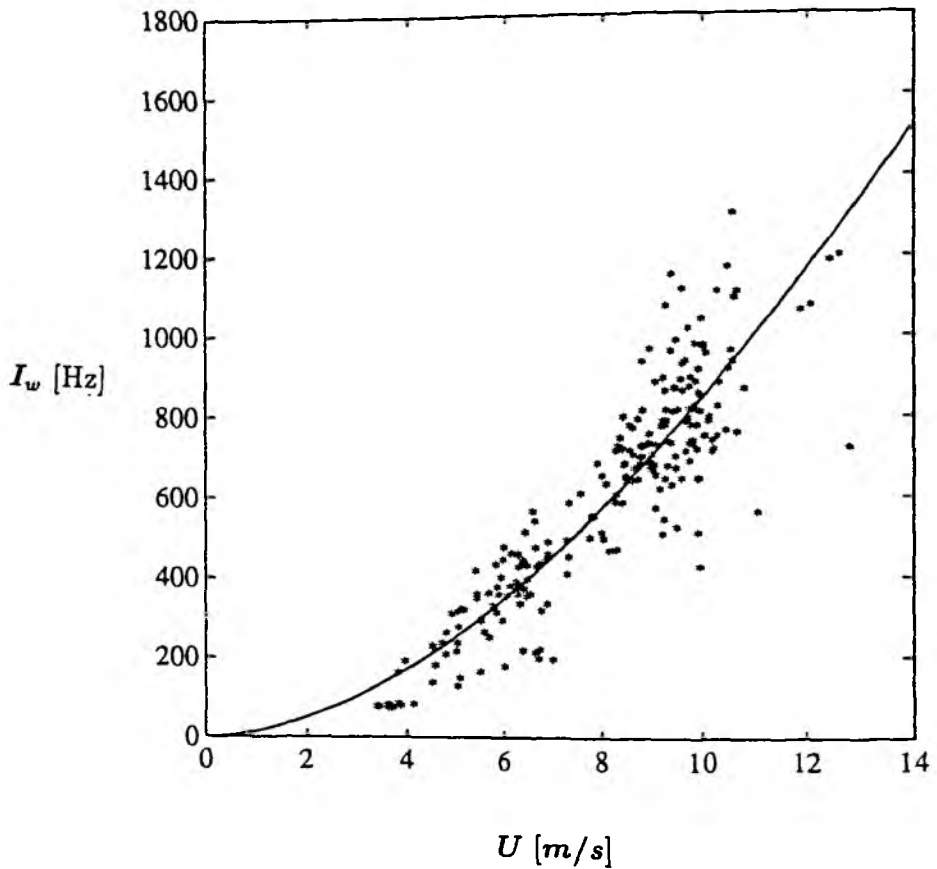
**Abbildung 16:** Skizze für das Verfahren zur Bestimmung der Frequenzverschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Regressionsgerade für den Trägheitsunterbereich und die strichpunktiierte Linie diejenige im Frequenzintervall mit der maximalen Steigung. Die durchgezogene Linie gibt die durch einen Polygonzug miteinander verbundenen diskreten Spektralwerte an.

Zunächst wurde im niederfrequenten Bereich des Spektrums das Intervall von 4.9 bis 68.3 Hz als dasjenige Frequenzintervall identifiziert, in dem bei allen im Rahmen dieser Arbeit in Betracht gezogenen gemessenen Windgeschwindigkeiten die Verhältnisse lokaler Isotropie recht gut erfüllt sind und man davon ausgehen kann, sich innerhalb des Trägheitsunterbereiches zu befinden. Davon ausgehend wurde zwischen

den gemessenen diskreten Spektralwerten und der Frequenz eine Regressionsgerade für dieses Frequenzintervall bestimmt. Im Anschluß daran wurde dasjenige Intervall mit einer Breite von 200 Hz bestimmt, bei dem die mittels eines linearen Regressionsmodells bestimmte Ausgleichsgerade im Spektralbereich bis einschließlich 5000 Hz die maximale Steigung aufweist. Als ein Maß für die Frequenzverschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit wird die Frequenz des Schnittpunktes der Verlängerungen der beiden Regressionsgeraden definiert.



**Abbildung 17:** Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit für 20-Minuten-Mittelwerte des longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrums.



**Abbildung 18:** *Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit für 20-Minuten-Mittelwerte des vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrums.*

In den Abbildungen 17 und 18 ist die Frequenz des Schnittpunktes als Maß für die Frequenzverschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit für das longitudinale und vertikale turbulente Energiespektrum angegeben. Die durchgezogene Linie kennzeichnet jeweils die Regressionskurve. Die Abhängigkeit der Frequenzverschiebung des Endes des Trägheitsunterbereiches von der Windgeschwindigkeit läßt sich sowohl bei dem longitudinalen Energiespektrum als auch bei dem vertikalen Energiespektrum durch einen

nichtlinearen Zusammenhang beschreiben. Die Regressionen für die Frequenzen  $I_u$  und  $I_w$  des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches für das longitudinale und vertikale Energiespektrum als Funktion der Windgeschwindigkeit  $U$  lauten:

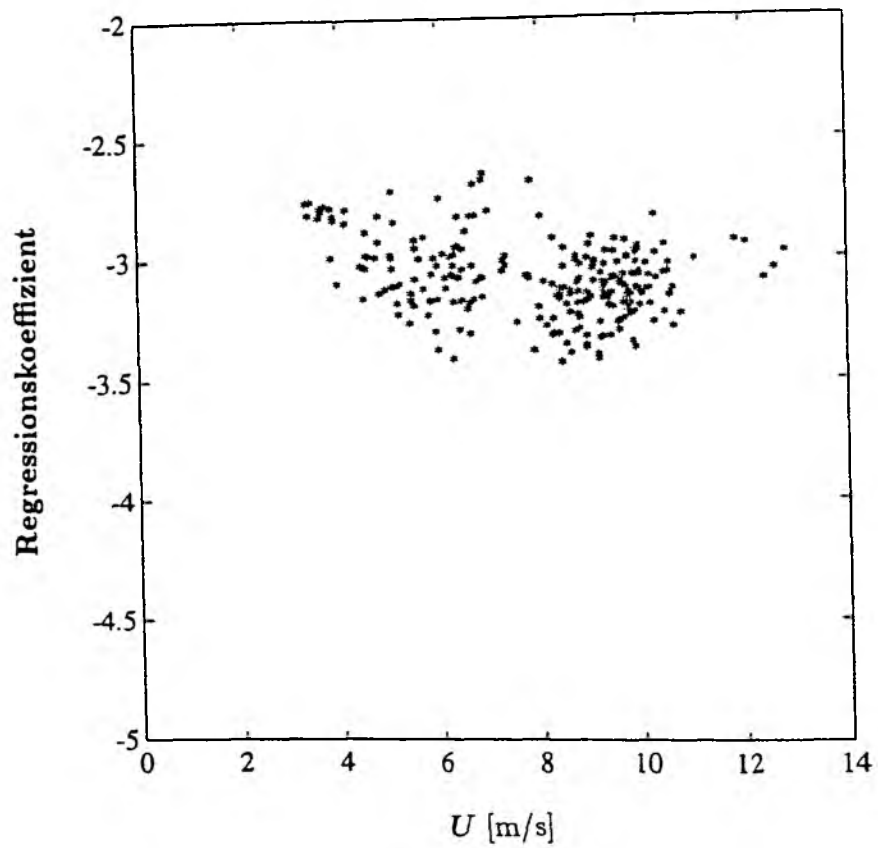
$$I_u = 9.4 \cdot U^{7/4} \quad (57)$$

$$I_w = 15.2 \cdot U^{7/4} \quad (58)$$

Der RMS-Fehler beträgt 64 Hz für  $I_u$  und 124 Hz für  $I_w$ . Zum Vergleich wurde dieses Verfahren unter Verwendung eines Frequenzintervalls mit einer Breite von 100 Hz für die Anpassung einer Ausgleichsgeraden im hochfrequenten Spektralbereich durchgeführt. Die derart gewonnenen Ergebnisse liegen in derselben Größenordnung. Angesichts der Tatsache, daß zur Bestimmung der Frequenzverschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit ein recht grobes Verfahren verwendet wurde, läßt sich die Variation der Frequenzen  $I_u$  und  $I_w$  proportional zu  $U^{7/4}$  qualitativ gut bestätigen. Als Konsequenz der Frequenzverschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit folgt, daß die Grenze für die Anwendbarkeit der indirekten Dissipationsmethode im hochfrequenten Spektralbereich bei niedrigen Windgeschwindigkeiten von circa 4 m/s bereits in der Größenordnung von circa 70 Hz liegt. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit wächst nach Gleichung (56) die Breite des Frequenzintervalls an, innerhalb dessen die "Dissipationsmethode" angewendet werden darf.

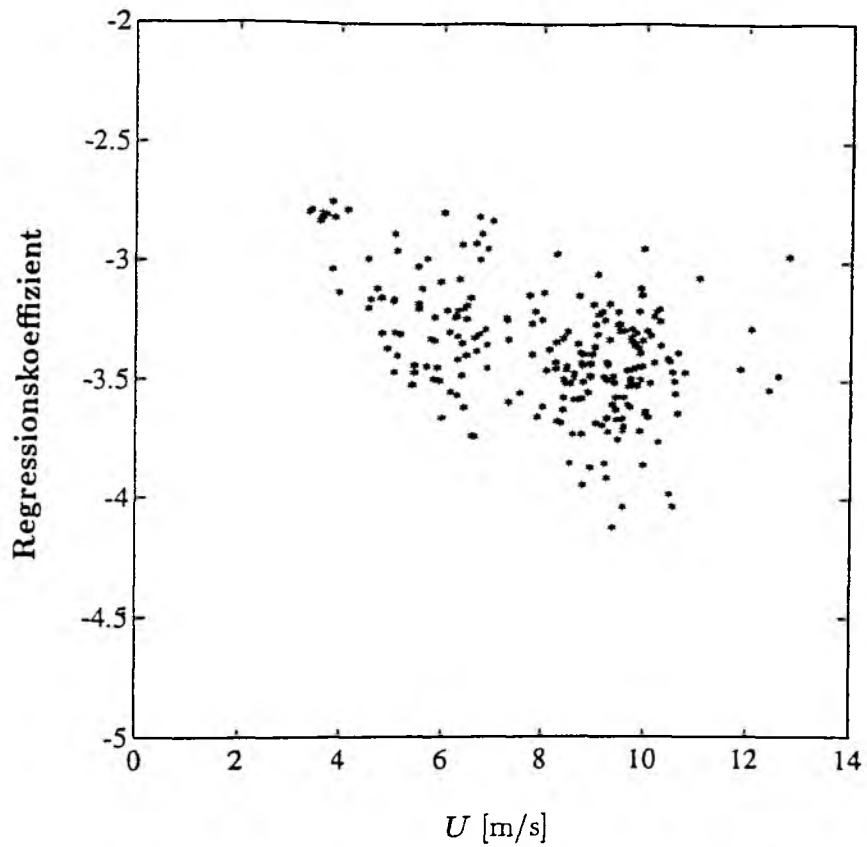
Aus dem Vergleich der Abbildungen 17 und 18 geht hervor, daß bei gleicher Windgeschwindigkeit das hochfrequente Ende des Trägheitsunterbereiches im Spektrum der Vertikalkomponente bei höheren Frequenzen auftritt als bei der Longitudinalkomponente. Dieser Sachverhalt findet darin Bestätigung, daß das Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f)$  mit zunehmender Frequenz anwächst und bei hohen Frequenzen ein ausgeprägtes Maximum erreicht.

In den Abbildungen 19 und 20 ist jeweils die maximale Steigung der im hochfrequenten Spektralbereich ermittelten Regressionsgeraden als Funktion der Windgeschwindigkeit für das longitudinale und vertikale Energiespektrum angegeben.



**Abbildung 19:** *Maximale Steigung der Regressionsgeraden im hochfrequenten Spektralbereich für das longitudinale turbulente kinetische Energiespektrum als Funktion der Windgeschwindigkeit.*





**Abbildung 20:** *Maximale Steigung der Regressionsgeraden im hochfrequenten Spektralbereich für das vertikale turbulente kinetische Energiespektrum als Funktion der Windgeschwindigkeit.*

Weder bei der Betrachtung des longitudinalen noch des vertikalen Energiespektrums kann im Frequenzbereich bis einschließlich 5000 Hz der von Heisenberg theoretisch abgeleitete Abfall des Spektrums proportional zu  $f^{-7}$  bestätigt werden.

Rauschen setzt bei niedrigen Windgeschwindigkeiten von circa 4 m/s bereits bei einer Frequenz in der Größenordnung von 2500 Hz ein, während bei höheren Windgeschwindigkeiten von circa 13 m/s Rauschen erst ab einer Frequenz oberhalb von circa 5000 Hz auftritt.

Leider war im Rahmen dieser Untersuchung die Abtastrate der verwendeten Heißfilmsonden mit 20 kHz fest vorgegeben, sodaß bei 4096 FFT-Punkten die niedrigste auflösbare Frequenz bei 4.88 Hz lag. Eine Parametrisierung der unteren Grenze des Trägheitsunterbereiches zum Produktionsbereich hin hätte eine höhere Auflösung im niederfrequenten Spektralbereich erforderlich gemacht und war somit unter den gegebenen Umständen nicht möglich.

## 6 Schlußbetrachtung

Zur Bereitstellung von großräumigen Feldern der Windschubspannung als Eingangswerte sowohl bei der Modellierung der atmosphärischen Zirkulation als auch der großräumigen ozeanischen Zirkulation ist die Kenntnis von zuverlässigen Reibungskoeffizienten auf See erforderlich. Im Gegensatz zu anderen Methoden zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten auf See bietet die indirekte Dissipationsmethode den Vorteil, daß sie unbeeinflußt durch welleninduzierte Windschwankungen und Sensorbewegungen ist. Aufgrund dessen wurde sie bereits mehrfach seit den sechziger Jahren angewendet. Im Vergleich zu simultan durchgeführten direkten Messungen mit der Kreuz-Korrelationsmethode wurde jedoch bereits 1967 von Weiler und Burling eine systematische Überschätzung der mit der "Dissipationsmethode" abgeleiteten Schubspannungsgeschwindigkeit um bis zu 40 % festgestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, worin die möglichen Ursachen für diese systematischen Abweichungen liegen und die Grenzen für die Anwendbarkeit der "Dissipationsmethode" abgesteckt.

Es zeigte sich, daß sich der Frequenzbereich, in dem die indirekte Dissipationsmethode angewendet werden darf, nur durch die Messung der turbulenten kinetischen Energiespektren der longitudinalen und mindestens einer lateralen Komponente des Windvektors identifizieren läßt. Nur dann läßt sich die zusätzlich zum Abfall des Energiespektrums  $\sim f^{-5/3}$  notwendige Bedingung innerhalb des Trägheitsunterbereiches, daß sich unter lokal isotropen Verhältnissen das laterale zum longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrum wie 4:3 verhält, überprüfen.

Es wurde gezeigt, daß die Frequenz der hochfrequenten Grenze des Trägheitsunterbereiches eine Funktion der Windgeschwindigkeit ist und mit abnehmender Windgeschwindigkeit abnimmt. Das hochfrequente Ende des Trägheitsunterbereiches des vertikalen turbulenten Energiespektrums tritt bei gleicher Windgeschwindigkeit verglichen mit demjenigen des longitudinalen Energiespektrums bei höheren Frequenzen auf.

Systematische Abweichungen bei der Anwendung der "Dissipationsmethode" werden durch Abweichungen von lokal isotropen Verhältnissen innerhalb des verwendeten Frequenzbereiches verursacht. Im niederfrequenten Spektralbereich treten Abwei-

chungen von lokal isotropen Verhältnissen insbesondere dann auf, wenn ausschließlich der Abfall des longitudinalen Energiespektrums  $\sim f^{-5/3}$  als alleiniges Kriterium zur Festlegung des Trägheitsunterbereiches herangezogen wird, da das longitudinale Spektrum im Gegensatz zum vertikalen bereits bei niedrigen Frequenzen innerhalb des durch Anisotropie charakterisierten Produktionsbereiches einen Abfall  $\sim f^{-5/3}$  aufweist. Abweichungen von lokaler Isotropie, charakterisiert durch eine Abweichung von  $S_w(f)/S_u(f)$  von dem isotropen Wert  $4/3$ , können auch durch eine Stromliniendrängung des Windfeldes infolge von Umströmungseffekten aufgrund von Schiffsaufbauten verursacht werden. Solche Abweichungen von lokaler Isotropie lassen sich jedoch nur dann erkennen und in geeigneter Weise auf der Grundlage der Erhaltung der Gesamtenergie nach Wucknitz (1979) korrigieren, wenn mindestens die longitudinale und eine laterale Windkomponente gemessen werden.

Ein weiterer systematischer Einfluß auf die "Dissipationsmethode" beruht darauf, daß die eindimensionalen Energiespektren innerhalb des Trägheitsunterbereiches nicht exakt einem "-5/3"-Gesetz gehorchen. Die Ableitung der Schubspannungsgeschwindigkeit kann somit mit einem Bias behaftet sein, dessen Betrag davon abhängt, welcher Frequenzbereich zur Ableitung von  $u_*$  verwendet wird. Bei einem Mittelwert des Abfalls der gemessenen Energiespektren proportional zur Frequenz von -1.68 im Frequenzbereich von 14.6 bis 68.3 Hz beläuft sich der Bias auf weniger als 2.5 % bei der Verwendung des Spektralwertes bei 14.6 Hz anstelle desjenigen bei 68.3 Hz zur Ableitung von  $u_*$ .

Der im Rahmen dieser Untersuchung mit der "Dissipationsmethode" abgeleitete Reibungskoeffizient als Funktion der Windgeschwindigkeit stimmt überein mit den Ergebnissen anderer Methoden im küstennahen Bereich.

Wie die Resultate dieser Arbeit zeigen, stellt die "Dissipationsmethode" bei der Wahl eines geeigneten 2-Komponenten-Meßsystems eine Alternative im Vergleich zu anderen Methoden zur Bestimmung der Windschubspannung auf See dar.

## A Heißfilm-Sonden-System

Der Wärmetransfer von einer Heißfilmsonde ist abhängig von dem Vektor der Strömungsgeschwindigkeit  $\vec{V}$ , der Temperatur des Fluides  $t_A$ , der Dichte des Fluides  $\rho_A$ , der Arbeitstemperatur des Sensors  $t_S$  und Charakteristika der Sonde selbst. Zu diesen zählen die Sondengeometrie und charakteristische Dimensionen des Sensors wie das Aspektverhältnis ( $L/D$ ) beziehungsweise das Verhältnis von seiner Länge  $L$  zu seinem Durchmesser  $D$ . Die Kalibrierungsfunktion ist sowohl vom Betrag der Geschwindigkeit  $V$  der Strömung als auch ihrer Richtung abhängig

$$E^2 = f(V, \alpha) = f(U_e) \quad (59)$$

mit der elektrischen Spannung  $E$ , dem Betrag des Geschwindigkeitsvektors  $V$ , dem Anströmwinkel  $\alpha$ , der den Winkel zwischen der Richtung der Strömungsgeschwindigkeit und der Normalenrichtung zum Sensor beschreibt und der effektiven Abkühlungsgeschwindigkeit  $U_e$ . Die Abhängigkeit der Kalibrierungsfunktion sowohl von dem Betrag als auch von der Richtung der Strömung wird üblicherweise durch eine Aufspaltung in einen Produktansatz zwischen den beiden Variablen berücksichtigt (Hinze (1959), Champagne et al. (1967), Friehe and Schwartz (1968), Kjellström and Hedberg (1970), Jörgensen (1971), Bruun (1971) und Larsen und Bush (1974)).

$$U_e = f(V, \alpha)_{\alpha=\text{konst.}} \cdot f(V, \alpha)_{V=\text{konst.}} \quad (60)$$

Aufgrund der Aufspaltung der Kalibrierungsfunktion wurde zunächst eine Eichung der Heißfilmsonden als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit unter einem konstanten Anströmwinkel durchgeführt, und im Anschluß daran bei konstanter Geschwindigkeit die Abhängigkeit vom Anströmwinkel bestimmt.

## A.1 Geschwindigkeitseichung der 2-dim. Heißfilmsonde

In der Praxis findet zur Approximation der nichtlinearen Kalibrierungskurve eines Heißfilmsensors in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit ein analytischer Ausdruck in Form eines Potenzgesetzes Verwendung. Der darin auftretende Exponent wird als konstant angenommen und muß empirisch bestimmt werden. Dieser analytische Ausdruck basiert auf einer theoretischen Ableitung von King (1914) unter der Annahme einer Potentialströmung um einen Hitzdraht herum. Später leitete Kramer (1946) empirisch eine Beziehung ab, die den Wärmetransfer von einem langen kreissymmetrischen Zylinder infolge erzwungener Konvektion in einer inkompressiblen Strömung mit Hilfe der Nusseltzahl als Funktion der Prandtl-Zahl  $Pr$  und der Reynoldszahl  $Re$  beschreibt.

$$E^2 = A + B \cdot V^r \quad (61)$$

Die Größen  $A$  und  $B$  stellen zwei als konstant angenommene Eichgrößen dar, die essentiell von der Temperatur des Fluides  $t_A$  und den Widerständen in der Anemometer-Brücke und somit von der effektiven Arbeitstemperatur des Sensors  $t_S$  bestimmt werden, sowie von den charakteristischen Dimensionen des Sensors wie seiner Länge und seinem Durchmesser und der Dichte des Fluides  $\rho_A$  abhängig sind. Der Einfluß der Temperatur des Fluides auf den Wärmetransfer läßt sich durch die Wahl einer hohen Arbeitstemperatur des Sensors reduzieren. Der Exponent  $r$  darf innerhalb des Geschwindigkeitsintervalls von 2 bis ca. 25 m/s nach den experimentellen Ergebnissen von Kjellström und Hedberg (1970) und Bruun (1971) als unabhängig von der Geschwindigkeit und somit als konstant betrachtet werden. Bruun (1971) stellte darüberhinaus fest, daß die Kalibrierungsfaktoren  $A$  und  $B$  ebenfalls eine Variation mit anwachsender Geschwindigkeit aufweisen, jedoch bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit von maximal 30 m/s als konstant angesehen werden dürfen. King (1914) gibt für den Exponenten den Wert  $r = 0.5$  an, während Collis und Williams (1959) unter Verwendung des Wertes  $r = 0.45$  eine weitaus bessere Übereinstimmung mit ihren experimentellen Daten gelang. Eine wesentlich exaktere Eichung einer Heißfilmsonde läßt sich hingegen unter Verwendung eines für jede

Sonde individuell empirisch bestimmten Exponenten erzielen.

In der vorliegenden Arbeit wurde für die Kalibrierungsfunktion in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit ein Ansatz nach Fechner (persönliche Mitteilung 1993) gewählt, der sich additiv aus zwei Funktionen der in Gleichung (61) dargestellten Form zusammensetzt. Diese beiden Funktionen gehen an der Schnittstelle bei der Strömungsgeschwindigkeit  $V = V_k$  stetig differenzierbar ineinander über.

$$E^2 = \begin{cases} A_1 + B_1 \cdot V^{r_1} & \text{für } V < V_k \\ A_2 + B_2 \cdot V^{r_2} & \text{für } V \geq V_k \end{cases} \quad (62)$$

In dieser Kalibrierungsfunktion läßt sich das Schnittstellenkriterium auf folgende Weise implizit ausdrücken:

$$E^2 = \begin{cases} A_1 + B \cdot r_2 \cdot \left(\frac{V}{V_k}\right)^{r_1} & \text{für } V < V_k \\ A_1 + B \cdot \left[ r_1 \cdot \left( \left(\frac{V}{V_k}\right)^{r_2} - 1 \right) + r_2 \right] & \text{für } V \geq V_k \end{cases} \quad (63)$$

Gleichung (62) läßt sich unter Verwendung der Definitionen für die Eichkonstanten  $A_1, A_2, B_1$  und  $B_2$  in Gleichung (63) überführen:

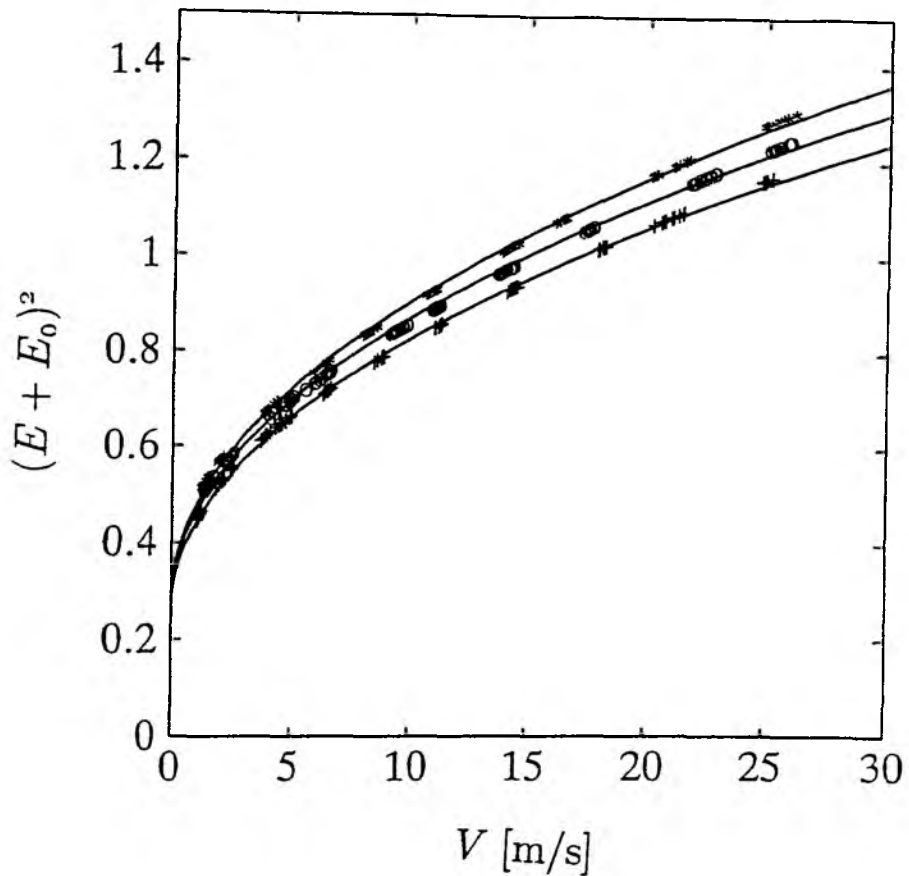
$$\begin{aligned} A_2 &= A_1 + B \cdot (r_2 - r_1) \\ B_1 &= B \cdot r_2 \cdot V_k^{-r_1} \\ B_2 &= B \cdot r_1 \cdot V_k^{-r_2} \end{aligned} \quad (64)$$

Die Gleichungen (62) beziehungsweise (63) besitzen jedoch nur für die Referenztemperatur des Fluides  $t_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  und den Referenzdruck  $p_0 = 1013.5 \text{ hPa}$  exakte Gültigkeit.

Dem Einfluß der Umgebungstemperatur  $t_A$  sowie der Arbeitstemperatur des Sensors  $t_S$  wurde durch eine Temperaturkorrektur  $K_{E,L}(t_S - t_A) \cdot K_{E,NL}(t_A)$  der an den Sensoren abgegriffenen Spannungswerte und eine Temperaturkorrektur der Strömungsgeschwindigkeit  $K_{V,NL}(t_A)$  Rechnung getragen. Die Temperaturkorrektur bezüglich der elektrischen Spannung läßt sich in einen linearen Anteil  $K_{E,L}(t_S - t_A)$ , in den die Differenz zwischen Sensor- und Fluidtemperatur eingeht, und einen nichtlinearen Anteil  $K_{E,NL}(t_A)$  aufspalten, der auf die implizite Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitzahl zurückzuführen ist. Der Einfluß der Temperatur des Fluides auf die Reynoldszahl wird durch die nichtlineare Funktion  $K_{V,NL}(t_A)$  berücksichtigt.

Um den Einfluß der Lufttemperatur auf die Messung von Windfluktuationen unter Benutzung von Heißfilmsonden bestimmen zu können, wurden insgesamt drei Eichläufe bei den Temperaturen  $T = 6.8, 15.2$  und  $24.0 \text{ } ^\circ\text{C}$  in einem Kühlraum unter Verwendung einer einzigen Heißfilmsonde (X-Sonde Nr.3) durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Geschwindigkeitseichläufe in Abhängigkeit von der Lufttemperatur sind in der Abbildung A.1 zusammen mit den nichtlinearen Regressionskurven unter Verwendung der Gleichung (61) dargestellt.





**Abbildung A.1:** *Geschwindigkeitseichung für den Fühler Nr.1 der X-Sonde Nr.3 in Abhängigkeit von der Lufttemperatur. Die Meßdaten für die Temperatur  $T = 6.8, 15.2$  und  $24\text{ °C}$  sind jeweils durch Sterne, Kreise und Kreuze symbolisiert. Die durchgezogenen Linien geben die unter Verwendung der Gleichung (61) bestimmten nichtlinearen Regressionskurven an.*

*Die Summe aus der elektrischen Spannung  $E$  und einem gerätespezifischem Offsetwert  $E_0 = 0.4338$  entspricht einem Spannungswert im Meßbereich von  $0 - 5$  Volt, der mit dem Faktor  $2^{23}$  normiert wurde.*

Aus der Betrachtung der Geschwindigkeitseichläufe in Abhängigkeit von der Lufttemperatur in Abbildung A.1 wird erkennbar, daß die am Sensor zu verzeichnende Abkühlungsgeschwindigkeit umgekehrt proportional zur Lufttemperatur ist. Die

Eichkonstanten für die Geschwindigkeitseichung in Abhängigkeit von der Lufttemperatur sind in der Tabelle A.1 für den Fühler Nr.1 der X-Sonde Nr. 3 angegeben.

	6.8 [°C]	15.2 [°C]	24.0 [°C]
$r$	0.583	0.583	0.540
$A$	0.356	0.352	0.298
$B$	0.141	0.133	0.152

**Tabelle A.1:** Eichkonstanten  $r$ ,  $A$  und  $B$  für die Geschwindigkeitseichung des Fühlers Nr.1 der X-Sonde Nr.3 in Abhängigkeit von der Lufttemperatur nach Gleichung (61).

Die Temperaturkorrektur wurde aus insgesamt drei Eichläufen bei den Temperaturen  $T = 6.8, 15.2$  und  $24.0$  °C gewonnen und im Folgenden auf die übrigen zur Verfügung stehenden Sensoren angewendet. Die nichtlinearen Korrekturfunktionen  $K_{E,NL}(t_A)$  und  $K_{V,NL}(t_A)$  wurden als Potenzfunktion konzipiert, deren Basis eine Konstante und deren Exponent eine Funktion der Umgebungstemperatur ist. Die Beschreibung der funktionalen Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur erfolgt durch ein Polynom zweiten Grades. Für die nichtlineare Temperaturkorrektur ergibt sich schließlich:

$$K_{E,NL}(t_A) = a_E \cdot 4 \cdot \left( \frac{(t_A - t_1)(t_2 - t_A)}{(t_2 - t_1)^2} - \frac{(t_0 - t_1)(t_2 - t_0)}{(t_2 - t_1)^2} \right) \quad (65)$$

$$K_{V,NL}(t_A) = a_V \cdot 4 \cdot \left( \frac{(t_A - t_1)(t_2 - t_A)}{(t_2 - t_1)^2} - \frac{(t_0 - t_1)(t_2 - t_0)}{(t_2 - t_1)^2} \right) \quad (66)$$

mit den Konstanten  $a_E = 0.9818$  und  $a_V = 0.9591$ . Die Größen  $t_1$  und  $t_2$  beschreiben die minimale bzw. maximale der insgesamt drei Eichtemperaturen. Für  $t_A = t_1$  bzw.  $t_A = t_2$  verschwindet die Temperaturkorrektur jeweils, da der Exponent den Wert Null annimmt.

Die lineare Temperaturkorrektur  $K_{E,L}(t_S - t_A)$  ergibt sich aus der Normierung

bezüglich der Referenztemperatur  $t_0 = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$  entsprechend:

$$K_{E,L}(t_S - t_A) = \frac{(t_S - t_A)}{(t_S - t_0)} \quad (67)$$

mit der Arbeitstemperatur  $t_s = 201\text{ }^{\circ}\text{C}$  des Sensors. Die Abhängigkeit der Dichte des Fluides  $\rho_A$  vom Druck wird durch eine Dichtekorrektur nach Larsen und Busch (1974) in der Form:

$$\rho_A(p) = \frac{p}{p_0} \quad (68)$$

berücksichtigt, wobei  $p_0$  den Referenzdruck von 1013.2 hPa darstellt.

Die Kalibrierungskonstanten  $A_1, B_1, r_1, A_2, B_2$  und  $r_2$  wurden mittels eines nichtlinearen Regressionsverfahrens unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die Anpassung der Kalibrierungskurve erfolgte anhand von insgesamt 11 Geschwindigkeitseinstellungen im Intervall von 0 bis 27 m/s, wobei pro Geschwindigkeitseinstellung 10 Meßwerte registriert wurden.

Der speziellen Sondengeometrie der X-förmigen Heißfilmkonfiguration, bei der beide Heißfilme senkrecht zu einander stehen und um  $45^{\circ}$  gegenüber der Horizontalen geneigt sind, wurde speziell durch eine Geschwindigkeitseichung der X-Sonde unter einem konstanten Anströmwinkel von  $45^{\circ}$  gegenüber der Horizontalebene Rechnung getragen. In der Praxis – bei der Messung auf See – wird infolge einer möglicherweise auftretenden Stampfbewegung des Schiffes der Anströmwinkel  $\alpha$  in einem Bereich von maximal  $\pm 35^{\circ} < \alpha < \pm 55^{\circ}$  zu erwarten sein.

Die Geschwindigkeitseichung erfolgte jeweils getrennt für jeden einzelnen der beiden Heißfilmsensoren einer X-Sonde mittels eines eigens zur Heißfilmsondenkalibrierung von der Firma DISA entwickelten Tischwindkanals des Typs 55D41/42. Die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt über die Druckdifferenz bei zwei verschiedenen großen Querschnitten. Die vom Hersteller dieses Gerätes angegebene Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit beträgt unter Verwendung eines Schrägrohr-Mikromanometers des Typs 134b  $\pm 0.5\%$  des Vollausschlages, was einer Genauigkeit von  $\pm 0.15\text{ m/s}$  entspricht. Durch Verwendung eines elektronischen Manometers, wie sie im Rahmen dieser Arbeit erfolgte, läßt sich

jedoch gerade bei niedrigen Geschwindigkeiten eine höhere Genauigkeit erzielen. Die Kalibrierung der Heißfilmsensoren als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit unter einem konstanten Anströmwinkel von  $45^\circ$

$$E^2 = f(|\vec{V}|, 45^\circ)_{\alpha=45^\circ=\text{konstant}} \quad (69)$$

wurde schließlich unter Verwendung folgender Gleichung durchgeführt:

$$K_{E,L}(t_S - t_A) \cdot K_{E,NL}(t_A) \cdot E^2 = \begin{cases} A_1 + B_1 [K_{V,NL}(t_A) \rho_a(p) \cdot V]^{r_1} & V < V_K \\ A_2 + B_2 [K_{V,NL}(t_A) \rho_a(p) \cdot V]^{r_2} & V \geq V_K \end{cases} \quad (70)$$

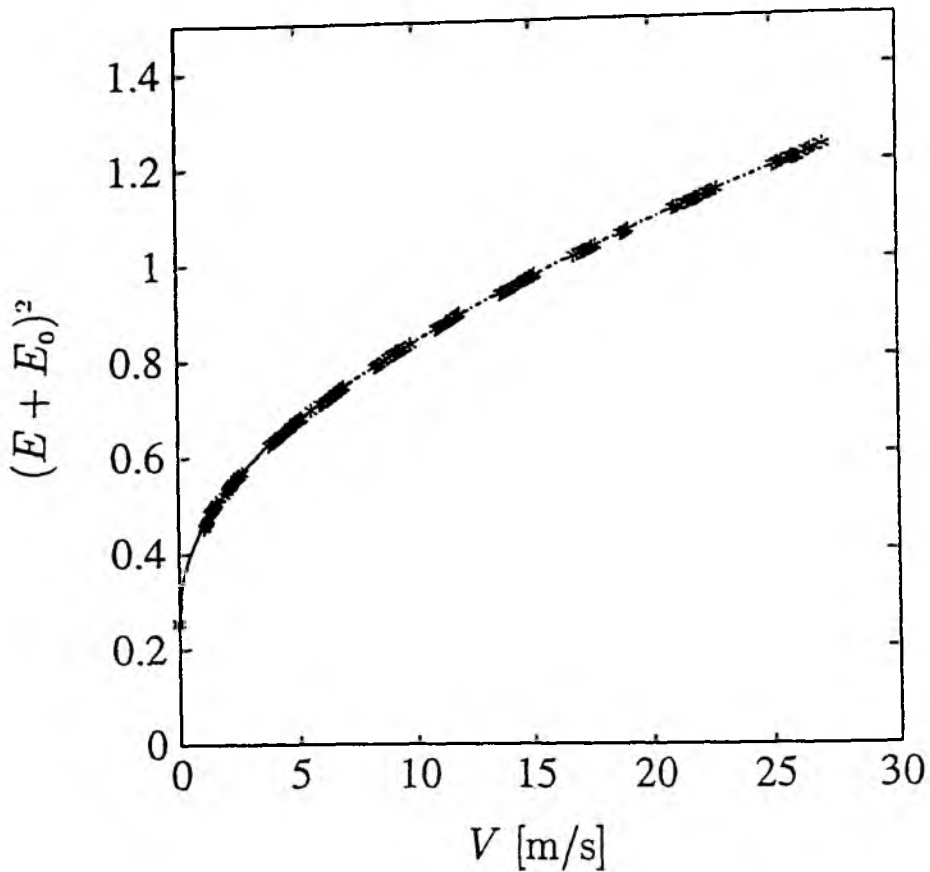
Als Kriterium für eine optimale Anpassung der Eichkurve an die Meßwerte wurde das Minimum der Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den Meßdaten und der angepaßten Kurve bestimmt, die zuvor innerhalb der Meßwertumgebung für eine jeweils vorgegebene Geschwindigkeit mit der speziell für jede Geschwindigkeitseinstellung einzeln berechneten Standardabweichung gewichtet wurde. Die jeweiligen Eichkoeffizienten für die Heißfilmsensoren der X-Sonden Nr. 3 bis Nr. 6 sind der Tabelle (A.2) beziehungsweise Tabelle (A.3) neben dem Korrelationskoeffizienten und dem Route-Mean-Square-Fehler (RMS-Fehler) für die jeweiligen 11 Geschwindigkeitsbereiche der Kalibrierungskurve zu entnehmen. In den Abbildungen (A.2) und (A.3) sind für die X-Sonde Nr.3 jeweils die für die beiden Heißfilmsonden einzeln gewonnenen Eichkurven als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit im Vergleich mit den Meßwerten angegeben.

Sensor	3-1	3-2	4-1	4-2	5-1	5-2	6-1	6-2
$r_1$	0.466	0.464	0.434	0.424	0.424	0.436	0.406	0.430
$A_1$	0.257	0.265	0.219	0.210	0.230	0.262	0.250	0.291
$B_1$	0.198	0.199	0.243	0.248	0.245	0.230	0.232	0.242
$RMS(V \leq V_k)$	0.0026	0.0027	0.0030	0.0028	0.0017	0.0013	0.0012	0.0028
$k(V \leq V_k)$	0.9996	0.9995	0.9997	0.9997	0.9996	0.9998	0.9992	0.9991

**Tabelle A.2:** Eichkonstanten ( $r_1, A_1$  und  $B_1$ ) für die Heißfilmsensoren der X-Sonden Nr. 3, 4, 5 und 6 nach Gleichung (70) für den Geschwindigkeitsbereich  $V \leq V_k$ . Die Größe  $k$  gibt den Korrelationskoeffizienten und  $RMS = \sqrt{(1 - k^2) \cdot \sigma_E^2}$  den RMS-Fehler mit der Standardabweichung  $\sigma_E$  der elektrischen Spannung innerhalb des betrachteten Geschwindigkeitsbereiches an.

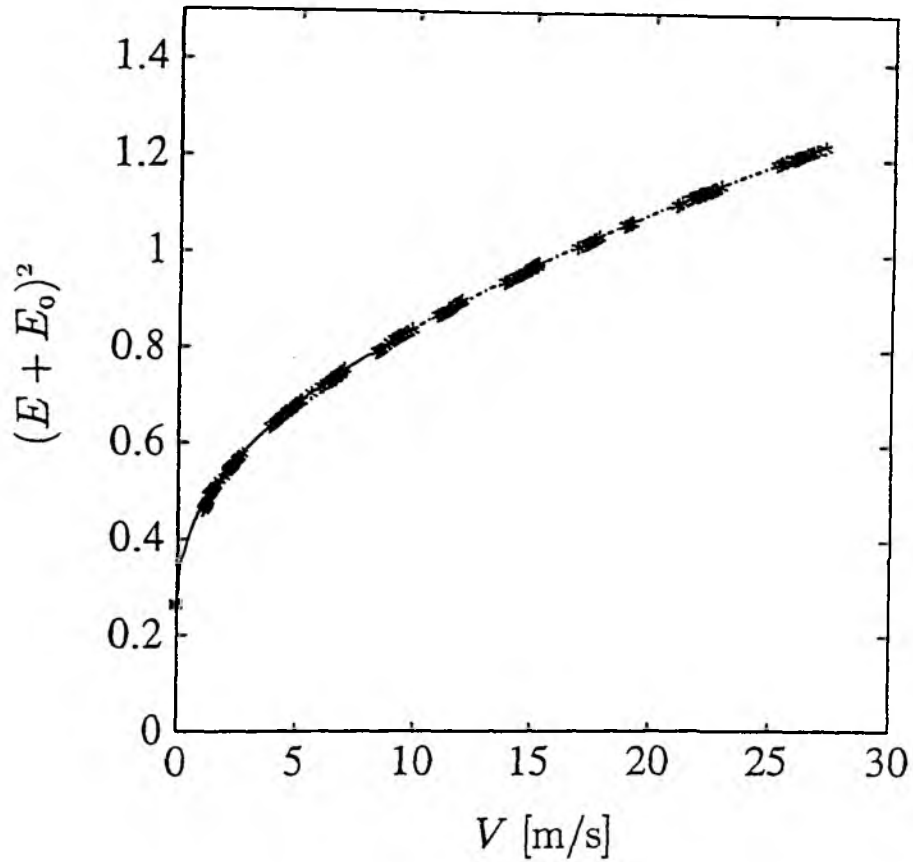
Sensor	3-1	3-2	4-1	4-2	5-1	5-2	6-1	6-2
$V_K$	7.40	7.82	8.91	7.37	4.66	5.62	3.05	4.32
$r_2$	0.623	0.619	0.630	0.603	0.557	0.596	0.569	0.589
$A_2$	0.384	0.394	0.414	0.383	0.343	0.393	0.355	0.413
$B_2$	0.108	0.109	0.109	0.122	0.152	0.127	0.138	0.140
$RMS(V > V_k)$	0.0015	0.0021	0.0007	0.0008	0.0015	0.0012	0.0013	0.0011
$k(V > V_k)$	0.9999	0.9999	0.9999	0.9999	0.9999	0.9999	0.9999	0.9999

**Tabelle A.3:** Eichkonstanten ( $r_2, A_2$  und  $B_2$ ) für die Heißfilmsensoren der X-Sonden Nr. 3, 4, 5 und 6 nach Gleichung (70) für den Geschwindigkeitsbereich  $V > V_k$ . Die Größe  $k$  gibt den Korrelationskoeffizienten und  $RMS = \sqrt{(1 - k^2) \cdot \sigma_E^2}$  den RMS-Fehler mit der Standardabweichung  $\sigma_E$  der elektrischen Spannung innerhalb des betrachteten Geschwindigkeitsbereiches an.



**Abbildung A.2:** Kalibrierungskurve in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit unter dem konstanten Anströmungswinkel von  $45^\circ$  für den Heißfilmsensor Nr. 1 der X-Sonde Nr. 3 mit den Eichkoeffizienten  $r_1 = 0.466$ ,  $A_1 = 0.257$ ,  $B_1 = 0.198$ ,  $r_2 = 0.623$ ,  $A_2 = 0.384$  und  $B_2 = 0.108$  für die beiden Teilkurven, die bei der Geschwindigkeit  $V_K = 7.4 \text{ m/s}$  stetig differenzierbar ineinander übergehen. Die einzelnen Meßdaten sind durch Sternchen symbolisiert. Das erste Teilstück der Kalibrierungskurve für  $V \leq V_K$  ist durch eine durchgezogene Linie und das zweite Teilstück  $V > V_K$  durch eine strich-punktierte Kurve gekennzeichnet.

Die Summe aus der elektrischen Spannung  $E$  und einem gerätespezifischem Offsetwert  $E_0 = 0.4338$  entspricht einem Spannungswert im Meßbereich von  $0 - 5 \text{ Volt}$ , der mit dem Faktor  $2^{23}$  normiert wurde.



**Abbildung A.3:** *Kalibrierungskurve in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit unter dem konstanten Anströmungswinkel von  $45^\circ$  für den Heißfilmsensor Nr. 2 der X-Sonde Nr. 3 mit den Eichkoeffizienten  $r_1 = 0.464$ ,  $A_1 = 0.265$ ,  $B_1 = 0.199$ ,  $r_2 = 0.619$ ,  $A_2 = 0.394$  und  $B_2 = 0.109$  für die beiden Teilkurven, die bei der Geschwindigkeit  $V_K = 7.82$  m/s stetig differenzierbar ineinander übergehen. Die einzelnen Meßdaten sind durch Sternchen markiert. Das erste Teilstück der Kalibrierungskurve für  $V \leq V_K$  ist durch eine durchgezogene Linie und das zweite Teilstück  $V > V_K$  durch eine strich-punktierte Kurve gekennzeichnet.*

Die Summe aus der elektrischen Spannung  $E$  und einem gerätespezifischem Offsetwert  $E_0 = 0.4338$  entspricht einem Spannungswert im Meßbereich von 0 – 5 Volt, der mit dem Faktor  $2^{23}$  normiert wurde.

Zu Vergleichszwecken wurde zusätzlich unter Verwendung eines herkömmlicherweise verwendeten Potenzansatzes nach Gleichung (61) eine Kalibrierungskurve mit einem individuell für jeden einzelnen Heißfilmsensor bestimmten Exponenten mit Hilfe eines nichtlinearen Regressionsverfahrens an die Meßwerte angepaßt, wobei zuvor nach dem bereits erwähnten Verfahren dem Einfluß der Temperatur und der Dichte der Luft Rechnung getragen wurde.

$$K_{E,L}(t_S - t_A) \cdot K_{E,NL}(t_S) \cdot E^2 = A + B [K_{V,NL}(t_A) \rho_A(p) \cdot V]^r \quad (71)$$

Diese Anpassung einer Eichkurve erfolgte innerhalb des Geschwindigkeitsintervalls von 1.4 bis 27 m/s. Die Betrachtung dieses eingeschränkten Geschwindigkeitsbereiches gewährleistet, daß eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Sensoren aufgrund freier Konvektion bei sehr niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten ausgeschlossen werden kann.

In den Abbildungen (A.4.A), (A.4.B), (A.5.A) und (A.5.B) werden die absoluten Fehler der Ergebnisse aus den beiden oben beschriebenen Kalibrierungsverfahren denjenigen unter Verwendung der Kalibrierungsvorschrift nach King mit einem Exponenten  $r = 0.5$  und nach Collis und Williams mit  $r = 0.45$  für die X-Sonden Nr. 3 und Nr. 5 gegenübergestellt. Die Bestimmung des absoluten Fehlers erfolgte entsprechend den Gesetzmäßigkeiten der Fehlerfortpflanzung unter der Annahme, daß die vorgegebene Strömungsgeschwindigkeit die einzige fehlerbehaftete Größe darstellt. Als Kriterium für die bestmögliche Anpassung diente das Maximum des Korrelationskoeffizienten. Die Bestimmung der Regressionskoeffizienten erfolgte anschließend nach der Methode der kleinsten Quadrate. Die jeweiligen Eichkoeffizienten für die X-Sonden Nr. 3 bis Nr. 6 sind neben dem Korrelationskoeffizienten und dem RMS-Fehler aus der Tabelle (A.4) zu ersehen.



Sensor	3-1	3-2	4-1	4-2	5-1	5-2	6-1	6-2
r	0.552	0.551	0.528	0.512	0.544	0.555	0.568	0.571
A	0.315	0.316	0.300	0.293	0.328	0.358	0.353	0.395
B	0.147	0.152	0.173	0.175	0.161	0.152	0.139	0.151
k	0.9999	0.9998	0.99994	0.99993	0.99998	0.99997	0.99998	0.99998
RMS	0.0033	0.0035	0.0029	0.0028	0.0015	0.0018	0.0014	0.0016

**Tabelle A.4:** Eichkoeffizienten ( $A$ ,  $B$  und  $r$ ) für die Heißfilmsensoren der  $X$ -Sonden Nr. 3, 4, 5 und 6 nach Gleichung (71). Die Größe  $k$  gibt den Korrelationskoeffizienten und  $RMS = \sqrt{(1 - k^2) \cdot \sigma_E^2}$  den RMS-Fehler mit der Standardabweichung  $\sigma_E$  der elektrischen Spannung an.

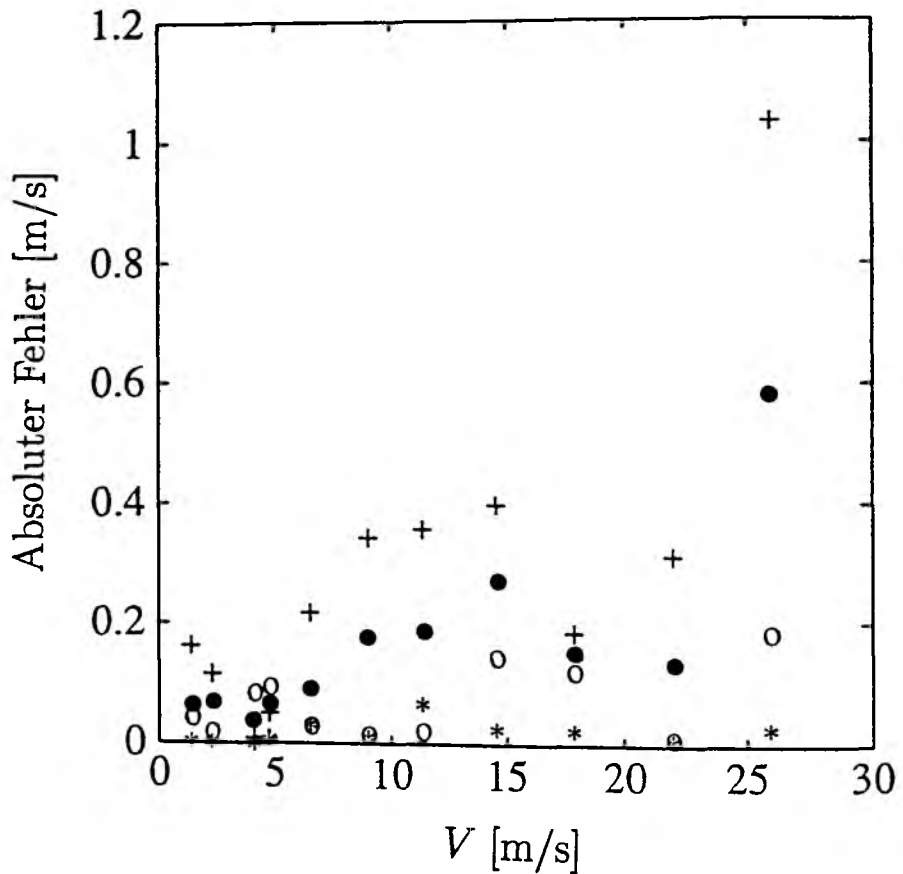


Abbildung A.4.A: Absoluter Fehler bei der Bestimmung der Kalibrierungskurve in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit für den Heißfilm-Sensor Nr.1 der X-Sonde Nr.3 nach Gleichung (70) und Gleichung (71) jeweils durch Sterne bzw. Kreise gekennzeichnet und nach King (1914) und Collis und Williams (1959) durch Kreuze bzw. Punkte markiert.

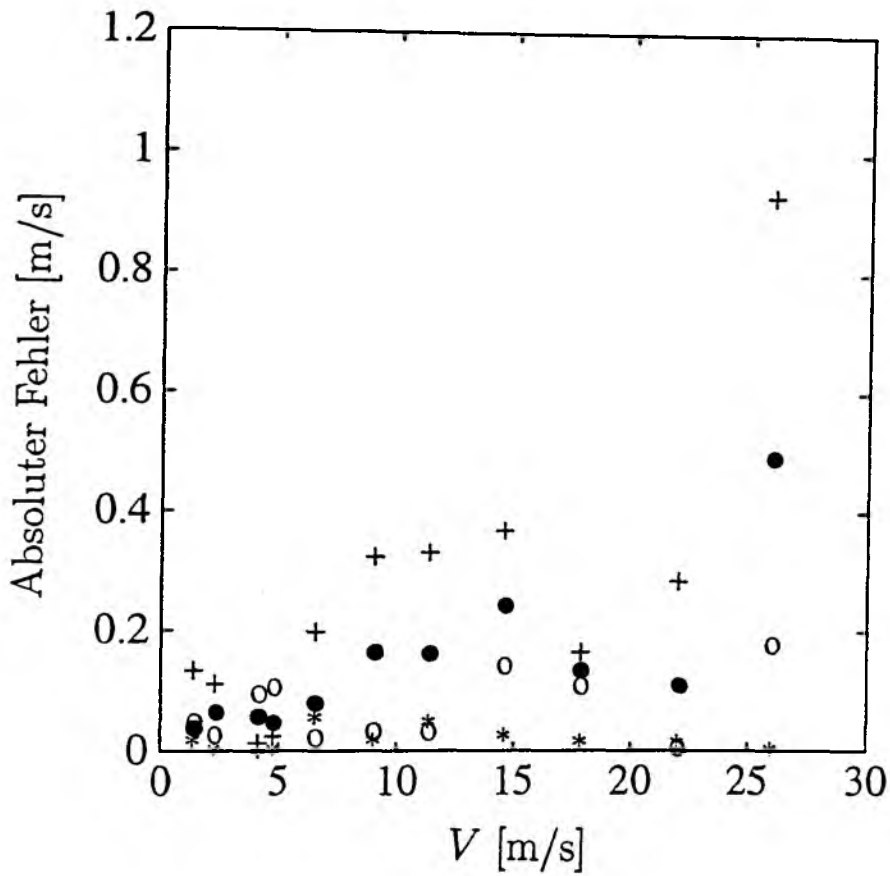
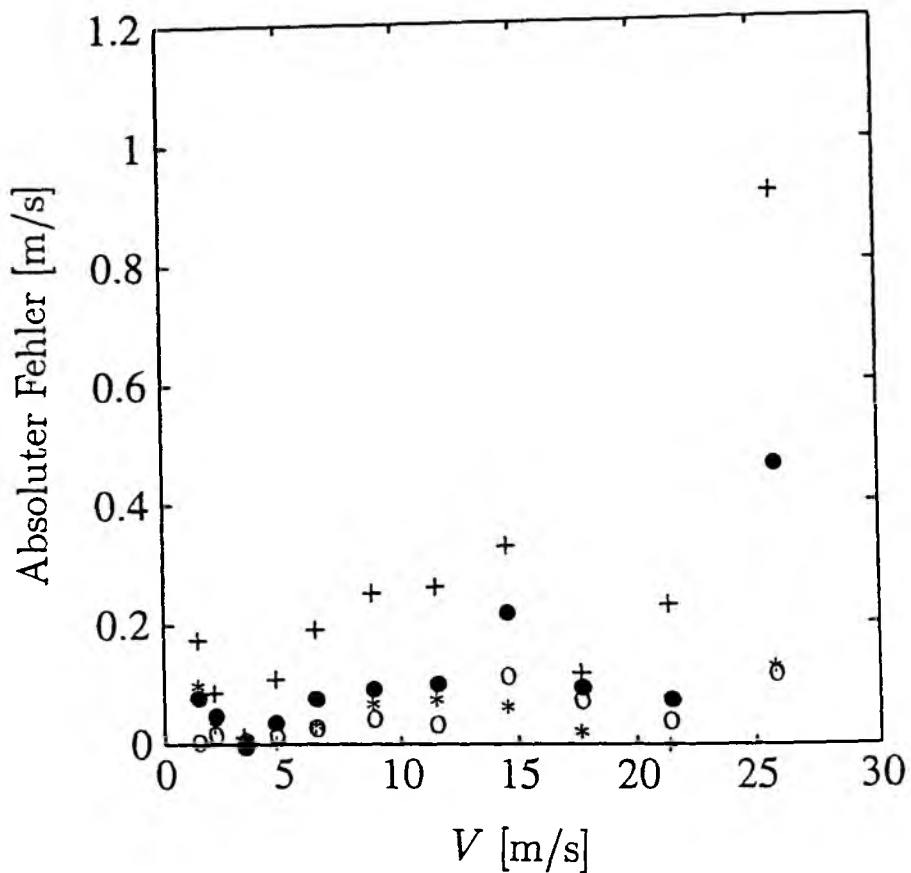
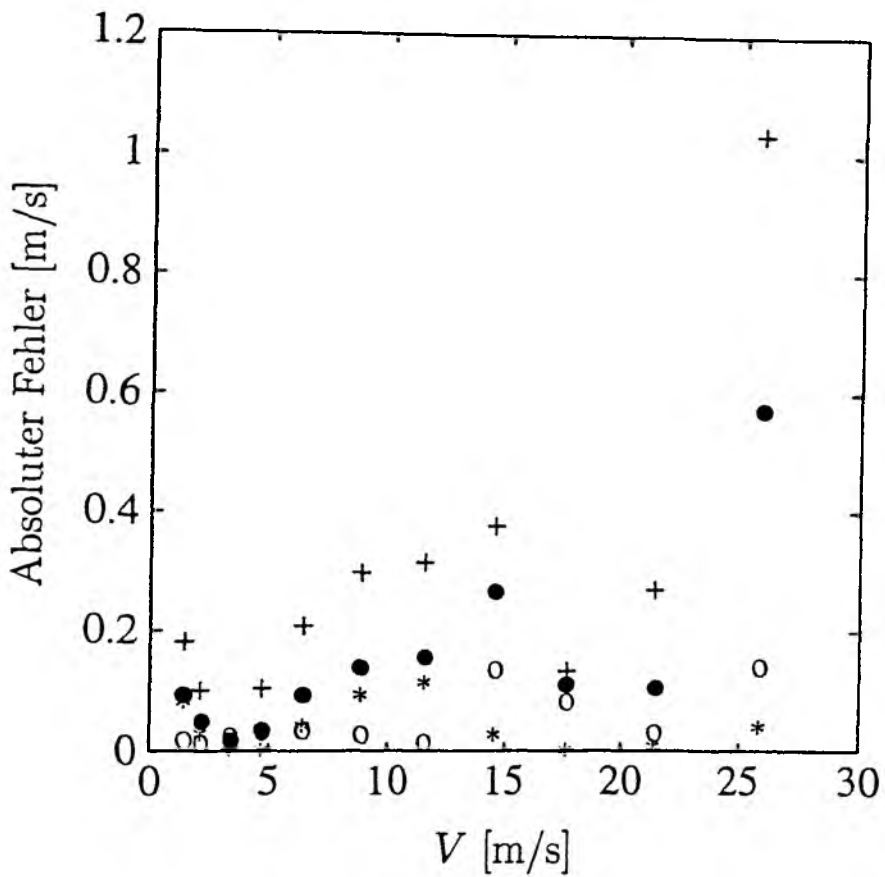


Abbildung A.4.B: Absoluter Fehler bei der Bestimmung der Kalibrierungskurve in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit für den Heißfilm-Sensor Nr.2 der X-Sonde Nr.3 nach Gleichung (70) und Gleichung (71) jeweils durch Sterne bzw. Kreise gekennzeichnet und nach King (1914) und Collis und Williams (1959) durch Kreuze bzw. Punkte markiert.



**Abbildung A.5.A:** Absoluter Fehler bei der Bestimmung der Kalibrierungskurve in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit für den Heißfilm-Sensor Nr.1 der X-Sonde Nr.5 nach Gleichung (70) und Gleichung (71) jeweils durch Sterne bzw. Kreise dargestellt und nach King (1914) und Collis und Williams (1959) durch Kreuze bzw. Punkte gekennzeichnet.



**Abbildung A.5.B:** Absoluter Fehler bei der Bestimmung der Kalibrierungskurve in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit für den Heißfilm-Sensor Nr.2 der X-Sonde Nr.5 nach Gleichung (70) und Gleichung (71) jeweils durch Sterne bzw. Kreise dargestellt und nach King (1914) und Collis und Williams (1959) durch Kreuze bzw. Punkte gekennzeichnet.

Die beste Anpassung einer Kalibrierungskurve an die Meßdaten mit dem geringsten absoluten Fehler läßt sich unter Verwendung von Gleichung (70) erzielen. Der absolute Fehler bei der Bestimmung der Kalibrierungskurve für die X-Sonde Nr. 3 und Nr. 5 weist weder unter Benutzung der Gleichung (70) noch nach Gleichung (71) eine signifikante Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit auf und liegt bei Benutzung von Gleichung (70) unterhalb von 0.12 m/s. Im Vergleich dazu erweist sich die Anpassung der Kalibrierungskurve bei Benutzung des einfachen Potenzgesetzes nach Gleichung (71) mit einem individuell für jeden Sensor einzeln bestimmten Exponenten als nur geringfügig schlechter. Der absolute Fehler erreicht bei dieser Methode Werte von maximal 0.14 m/s. Demgegenüber weist der absolute Fehler sowohl bei Benutzung der Kalibrierungsmethode nach King (1914) als auch nach Collis und Williams (1959) eine markante Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit auf, wobei der absolute Fehler jeweils bei Geschwindigkeiten im Bereich von circa 15 m/s maximale Werte annimmt und bei Betrachtung des gesamten Geschwindigkeitsintervalls um den Faktor 2 bis 7 größer ist als bei Verwendung von Gleichung (70) bzw. Gleichung (71). Berücksichtigt man bei dem obigen Vergleich bezüglich der Güte der Anpassung der jeweiligen Kalibrierungskurve an die Meßwerte die Ungenauigkeit des Tischwindkanals selbst, dann liegen nur die Anpassungen nach Gleichung (70) und (71), über den gesamten Meßbereich betrachtet, innerhalb der Meßungenauigkeit dieses Gerätes.

## A.2 Einfluß der Anströmungsrichtung

Eine tangential zum Sensor auftreffende Geschwindigkeitskomponente ruft infolge der endlichen Länge eines Heißfilms eine zusätzliche Abkühlung des Sensors hervor. Aufgrund dieser Tatsache weisen Heißfilmsensoren finiter Länge eine Abweichung von einer reinen Kosinusgesetzmäßigkeit der Richtungsabhängigkeit auf (Champagne et al. (1967), Fricke und Schwartz (1968), Jörgensen (1971) und Larsen und Bush (1974)).

Abweichungen von einem reinen Kosinusgesetz für die Richtungsabhängigkeit können auch infolge einer zum Sensor radialen Strömungskomponente verursacht werden. Zusätzlich kann durch eine eventuelle axiale Asymmetrie des Sensors selbst und seine jeweilige Befestigung an der Sensorgabel eine Abweichung von einem reinen Kosinusgesetz verursacht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit fand bei der Bestimmung der Richtungsabhängigkeit mittels einer Tabellenfunktion lediglich der Anströmwinkel  $\alpha$ , der den Winkel zwischen der Strömungsrichtung und der Sensornormalen beschreibt, Berücksichtigung. Der Einfluß einer zum Heißfilmsensor radialen Strömungskomponente läßt sich beim Feldeinsatz durch die Montage der X-Sonde auf eine Windfahne reduzieren.

Die Verwendung einer Tabellenfunktion bietet den Vorteil, daß der Effekt einer virtuellen  $w$ -Komponente infolge einer nichtidealen Sondengeometrie und damit einer Abweichung von einem Winkel von exakt  $90^\circ$  zwischen den beiden Heißfilmen einer X-Sonde implizit berücksichtigt werden kann. Bei der vorliegenden Untersuchung wurde die Richtungsabhängigkeit eines Heißfilmsensors als Funktion des Anströmwinkels  $\alpha$  durch eine Tabellenfunktion beschrieben, die unter Verwendung eines Cubic - Spline - Verfahrens ermittelt wurde. Diese Tabellenfunktion wurde aus Messungen bei einer konstanten Geschwindigkeit in einem Abstand von jeweils 5 Grad für den Winkel  $\alpha$  im Bereich von  $-45^\circ$  bis  $+45^\circ$  aus insgesamt 5 Messungen pro Winkелеinstellung abgeleitet, wobei die Winkелеinstellung der X-Sonde mit einer Genauigkeit von  $0.3^\circ$  erfolgte. Pro Sonde wurden diese Eichläufe bei jeweils drei verschiedenen Geschwindigkeiten durchgeführt, und zwar für X-Sonde Nr. 3 bei  $V = 5, 8$  und  $11$  m/s und für X-Sonde Nr. 5 bei den Geschwindigkeiten  $V = 5, 10$  und  $12$  m/s. Als ein Maß für den Anströmungswinkel  $\alpha$  wurde das Verhältnis  $q_1 = U_2(\alpha)/U_1(\alpha)$

bzw.  $q_2 = U_1(\alpha)/U_2(\alpha)$  der beiden an den jeweiligen Heißfilmsensoren gemessenen Abkühlungsgeschwindigkeiten  $U_1(\alpha)$  und  $U_2(\alpha)$  über alle Winkelmessungen pro Winkeleinstellung und Geschwindigkeit geometrisch gemittelt, wobei speziell bei einem Winkel von 45 Grad  $q_1 = q_2 = 1$  gilt. Aus diesen Messungen wurde schließlich eine Tabellenfunktion abgeleitet, die die Abweichung der Richtungsabhängigkeit von einer reinen Kosinusgesetzmäßigkeit – ausgedrückt durch die Größen  $Q_1$  bzw.  $Q_2$  – als Funktion des Anströmwinkels und damit als Funktion der Größen  $q_1$  bzw.  $q_2$  für jeden Sensor separat beschreibt.

$$Q_1(q_1) = \frac{v_1}{U_1(45^\circ)} \quad (72)$$

$$Q_2(q_2) = \frac{v_2}{U_2(45^\circ)} \quad (73)$$

Die Größen  $v_1$  und  $v_2$  beschreiben jeweils die zu den einzelnen Heißfilmsensoren senkrechte Strömungskomponente und  $U_1(45^\circ)$  bzw.  $U_2(45^\circ)$  die mittels der Gleichung (70) bestimmte Strömungsgeschwindigkeit unter dem konstanten Anströmungswinkel von 45 Grad. Unterliegt die Winkelabhängigkeit einer reinen Kosinusgesetzmäßigkeit, so folgt  $Q_1 = Q_2 = 1$ .

Die Abweichung der Richtungsabhängigkeit  $U_e(\alpha)/U(0^\circ)$  von einem Kosinusgesetz als Funktion des Anströmungswinkels ist für X-Sonde Nr.3 in Abbildung (A.6) und für X-Sonde Nr.5 in Abbildung (A.7) angegeben.



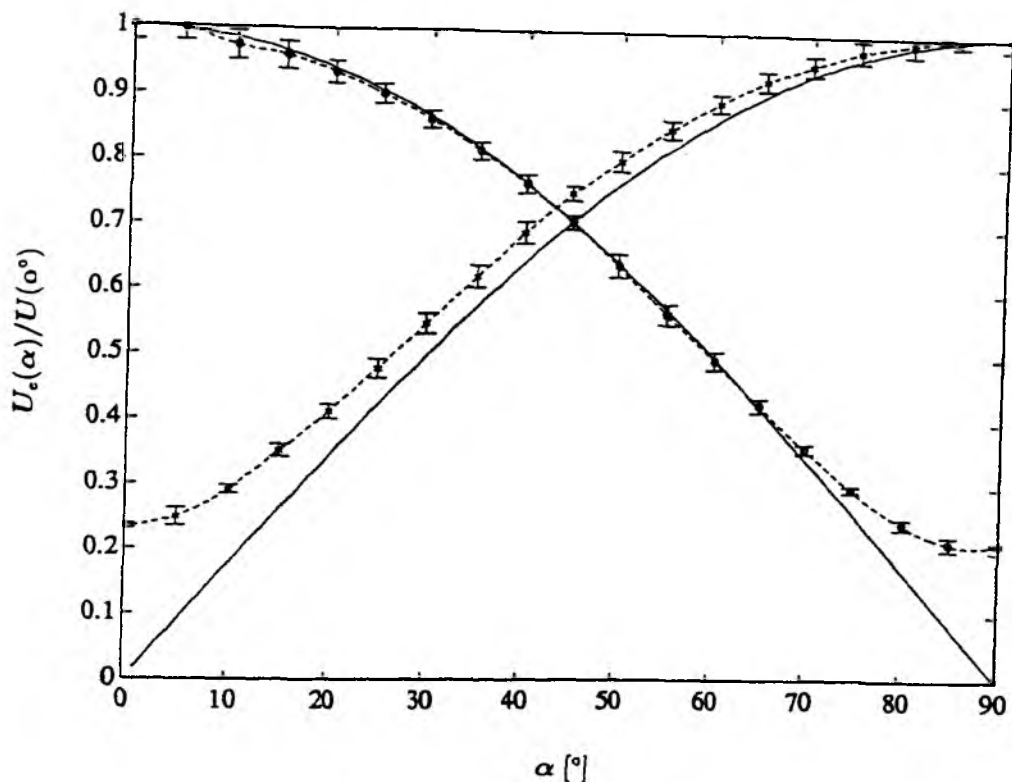
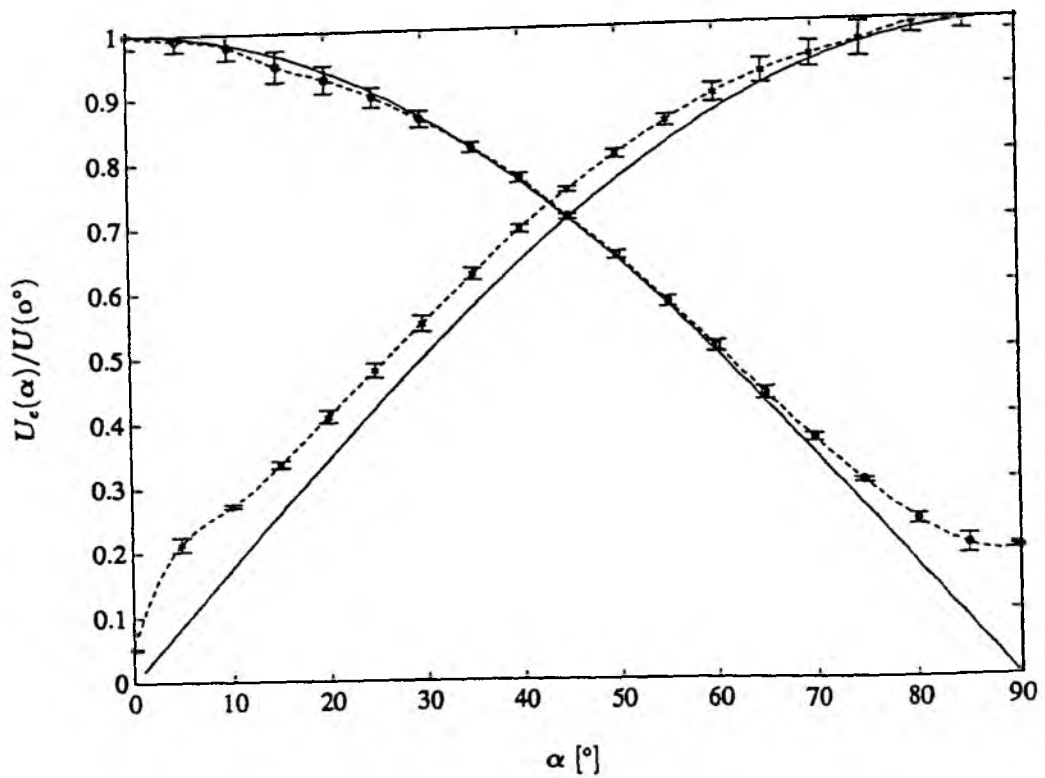


Abbildung A.6: Richtungsabhängigkeit eines Heißfilmsensors ausgedrückt durch das Verhältnis der effektiven Abkühlungsgeschwindigkeit  $U_e(\alpha)$  als Funktion des Anströmwinkels ( $\alpha$ ) zu der Abkühlungsgeschwindigkeit  $U(0^\circ)$  unter dem konstanten Anströmwinkel von  $0^\circ$  für die X-Sonde Nr. 3. Die Richtungsabhängigkeit des Heißfilms Nr. 1 wird durch Kreise symbolisiert und die des Heißfilms Nr. 2 durch Sternchen. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die jeweilige Standardabweichung an. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen vergleichsweise eine exakte kosinusförmige Winkelabhängigkeit für den jeweiligen Heißfilm.



**Abbildung A.7:** Richtungsabhängigkeit eines Heißfilmsensors ausgedrückt durch das Verhältnis der effektiven Abkühlungsgeschwindigkeit  $U_e(\alpha)$  als Funktion des Anströmwinkels ( $\alpha$ ) zu der Abkühlungsgeschwindigkeit  $U(0^\circ)$  unter dem konstanten Anströmwinkel von  $0^\circ$  für die X-Sonde Nr. 5. Die Richtungsabhängigkeit des Heißfilms Nr. 1 wird durch Kreise symbolisiert und die des Heißfilms Nr. 2 durch Sternchen. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die jeweilige Standardabweichung an. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen vergleichsweise eine exakte kosinusförmige Winkelabhängigkeit für den jeweiligen Heißfilm.

Infolge einer stampfenden Bewegung des Schiffes von maximal  $\pm 10^\circ$  bewegt sich der Winkel  $\alpha$ , der die Neigung der Heißfilmsensoren in der Vertikalebene beschreibt, in dem Winkelintervall von  $\pm 35^\circ$  bis  $\pm 55^\circ$  für die jeweiligen Fühler einer X-Sonde. Innerhalb dieses Winkelintervalls des Anströmungswinkels ( $\alpha$ ) beträgt die Standardabweichung der Richtungsabhängigkeit  $U(\alpha)/U(0^\circ)$  bei Betrachtung der X-Sonde Nr. 3 nach Abbildung (A.6) für beide Heißfilme weniger als 1 % und bei Betrachtung der X-Sonde Nr.5 nach Abbildung (A.7) weniger als 2 %.

Die Richtungsabhängigkeit weicht innerhalb des Intervalls  $\pm 35^\circ \leq \alpha \leq \pm 55^\circ$  für den Heißfilm Nr.1 der X-Sonde Nr.3 zwischen 3.8 % und 7.9 % und für den Heißfilm Nr.2 zwischen 2.5 % und 7.0 % von einem rein kosinusförmigen Zusammenhang ab. Im Falle der X-Sonde Nr. 5 beläuft sich die Abweichung der Richtungsabhängigkeit von einem exakten Kosinusetz für den Heißfilm Nr. 1 auf 3.7 % bis 7.4 % und für den Heißfilm Nr.2 auf 0.1 % bis 1.26 %.

#### A.2.1 Einfluß von Verunreinigungen

Heißfilme weisen selbst bei starker Verunreinigung durch Seesalz-moleküle nur geringe Veränderungen ihrer thermischen Eigenschaften auf und besitzen somit eine recht stabile Kalibrierung. Liegt lediglich eine Verschmutzung vor und sind die Heißfilme unversehrt, dann erhalten die Sonden ihre Eigenschaften bezüglich des Wärmetransfers nach einer Reinigung vollständig zurück (Schledde (1993), Firma DANTEC, persönliche Mitteilung).

Während des Einsatzes auf See wurden die jeweils verwendeten X-förmigen Heißfilmkonfigurationen in regelmäßigen Zeitabständen mittels eines Mikroskopes auf eventuelle Ablagerungen an den Heißfilmen überprüft.

Da anstelle einer analytischen Funktion zur Beschreibung der Richtungsabhängigkeit der Abkühlungsgeschwindigkeit eine Tabellenfunktion aus individuell für jeden Heißfilm einer X-Sonde durchgeführten Kalibrierungsläufen gewonnen wurde, sind Fehler infolge einer Abweichung von einer idealen internen Sondengeometrie – Abweichung von einem Winkel von exakt  $90^\circ$  zwischen den beiden Heißfilmen – bereits mit eingeeicht.

## B Windkanaluntersuchungen mit einem Modell der FS ALKOR

Die Ergebnisse der Windkanalstudien, die mit einem Modell des Forschungsschiffes ALKOR im Institut für Schiffsbau an der Universität Hamburg im Jahre 1989 durchgeführt wurden, sind in den Abbildungen B1 und B2 dokumentiert.

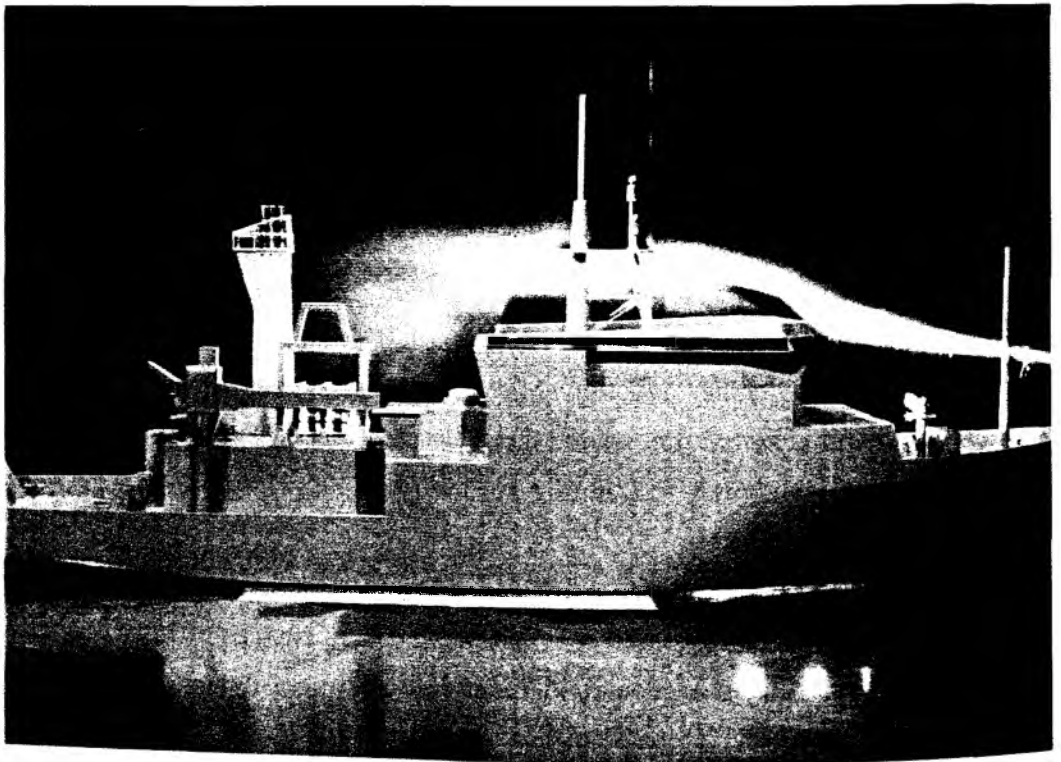
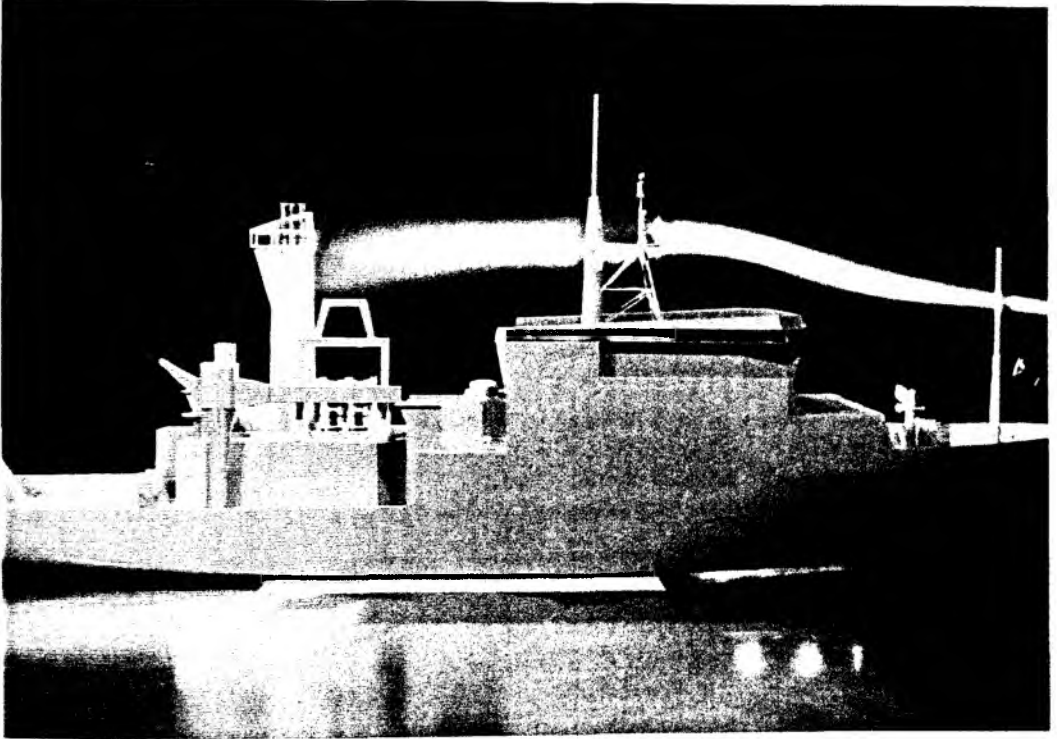


Abbildung B1: Windkanalstudien mit einem Modell des Forschungsschiffes ALKOR bei einer Windgeschwindigkeit von 9 m/s.



*Abbildung B2: Windkanalstudien mit einem Modell des Forschungsschiffes ALKOR bei einer Windgeschwindigkeit von 9 m/s.*

# Abbildungsverzeichnis

1	Schematische Darstellung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie nach Garratt (1992) <i>Sketch of the turbulent kinetic energy spectrum after Garratt (1992)</i> S. 12
2	Position der FS ALKOR während der Meßkampagne im Oktober 1994 <i>Position of RV ALKOR during the campaign in october 1994</i> ..... S. 23
3A-3B	Histogramme der 20-Minuten-Mittel der Horizontal- und Vertikalwindkomponente <i>Histograms of the 20-minutes-averages of the horizontal and vertical wind component</i> ..... S. 26
3C-3D	Histogramme der 20-Minuten-Mittel des dimensionslosen Stabilitätsparameters $z/L$ und der wahren Windrichtung <i>Histograms of the 20-minutes-averages of the dimensionless stability parameter <math>z/L</math> and the true wind direction</i> ..... S. 27
4	Skizze der beiden Meßpositionen auf FS ALKOR <i>Sketch of the two positions of measurements on RV ALKOR</i> ..... S. 28
5	10-Minuten-Mittelwerte der Vertikalwindkomponente als Funktion der Horizontalwindkomponente, gemessen an Position 1 auf FS ALKOR <i>10-minutes-averages of the vertical wind component as function of the horizontal wind component measured at position 1 on RV ALKOR</i> ..... S. 30
6	10-Minuten-Mittelwerte der Vertikalwindkomponente als Funktion der Horizontalwindkomponente, gemessen an Position 2 auf FS ALKOR <i>10-minutes-averages of the vertical wind component as function of the horizontal wind component measured at position 2 on RV ALKOR</i> ..... S. 31
7	$S_w(f)/S_u(f)$ als Funktion der Windgeschwindigkeit, gemessen an Position 2 auf FS ALKOR <i><math>S_w(f)/S_u(f)</math> as function of wind speed measured at position 2 on RV ALKOR</i> ..... S. 33

8	$S_w(f)/S_u(f)$ als Funktion der Vertikalwindgeschwindigkeit, gemessen an Position 2 auf FS ALKOR <i><math>S_w(f)/S_u(f)</math> as function of the vertical wind speed measured at position 2 on RV ALKOR</i> .....	S. 34
9	Stundenmittel des mit $u_{*,u}^2$ normierten longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrums als Funktion der dimensionslosen Frequenz für $U = 5.3, 7.9$ und $9.7$ m/s <i>1-hour-average of the longitudinal turbulent kinetic energy spectrum normalized with <math>u_{*,u}^2</math> as function of dimensionless frequency for <math>U = 5.3, 7.9</math> and <math>9.7</math> m/s</i> .....	S. 38
10	Stundenmittel des mit $u_{*,w}^2$ normierten vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrums als Funktion der dimensionslosen Frequenz für $U = 5.3, 7.9$ und $9.7$ m/s <i>1-hour-average of the vertical turbulent kinetic energy spectrum normalized with <math>u_{*,w}^2</math> as function of dimensionless frequency for <math>U = 5.3, 7.9</math> and <math>9.7</math> m/s</i> .....	S. 39
11	Stundenmittel des mit $u_{*,uw}^2$ normierten Cospektrums als Funktion der dimensionslosen Frequenz für $U = 6.4, 9.0$ und $11.6$ m/s <i>1-hour-average of the cospectrum normalized with <math>u_{*,uw}^2</math> as function of dimensionless frequency for <math>U = 6.4, 9.0</math> and <math>11.6</math> m/s</i> .....	S. 41
12	Neutraler Reibungskoeffizient als Funktion des Anströmungswinkels relativ zur Schiffslängsachse <i>Neutral drag coefficient as function of wind direction relativ to the longitudinal ship axis</i> .....	S. 45
13	Neutraler, bezüglich der Anisotropie und der Vertikaladvektion korrigierter Reibungskoeffizient als Funktion der Windgeschwindigkeit <i>Neutral drag coefficient corrected for the effects of anisotropy and vertical advection as function of wind speed</i> .....	S. 50
14	Diabatischer Faktor als Funktion des dimensionslosen Stabilitätsparameters $z/L$ <i>Diabatic factor as function of dimensionless stability parameter <math>z/L</math></i>	S. 55

- 15 Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit  
*Shift of the high frequency end of the inertial subrange as function of wind speed* ..... S. 59
- 16 Skizze für das Verfahren zur Bestimmung der Frequenzverschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit  
*Sketch of the method to determine the frequency shift of the high frequency end of the inertial subrange as function of wind speed* ..... S. 62
- 17 Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit für 20-Minuten-Mittelwerte des longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrums  
*Shift of the high frequency end of the inertial subrange as function of wind speed for 20-minutes-averages of the longitudinal turbulent kinetic energy spectrum* ..... S. 63
- 18 Verschiebung des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches als Funktion der Windgeschwindigkeit für 20-Minuten-Mittelwerte des vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrums  
*Shift of the high frequency end of the inertial subrange as function of wind speed for 20-minutes-averages of the vertical turbulent kinetic energy spectrum*  
..... S. 64
- 19 Maximale Steigung der Regressionsgeraden im hochfrequenten Spektralbereich für das longitudinale turbulente kinetische Energiespektrum als Funktion der Windgeschwindigkeit  
*Maximum slope of the regression function in the high frequency region of the longitudinal turbulent kinetic energy spectrum as function of wind speed*  
..... S. 66
- 20 Maximale Steigung der Regressionsgeraden im hochfrequenten Spektralbereich für das vertikale turbulente kinetische Energiespektrum als Funktion der Windgeschwindigkeit  
*Maximum slope of the regression function in the high frequency region of the vertical turbulent kinetic energy spectrum as function of wind speed* S. 67



<b>A.1</b>	Geschwindigkeitseichung der Heißfilmsonde als Funktion der Lufttemperatur <i>Hotfilm velocity calibration as function of air temperature</i> .....S. 75
<b>A.2</b>	Geschwindigkeitskalibrierung unter dem konstanten Anströmungswinkel von 45° für den Heißfilm Nr. 1 der X-Sonde Nr. 3 <i>Velocity calibration under the constant angel of attack of 45° of the hotfilm no. 1 of the X-sensor no. 3</i> ..... S. 80
<b>A.3</b>	Geschwindigkeitskalibrierung unter dem konstanten Anströmungswinkel von 45° für den Heißfilm Nr. 2 der X-Sonde Nr. 3 <i>Velocity calibration under the constant angel of attack of 45° of the hotfilm no. 2 of the X-sensor no. 3</i> ..... S. 81
<b>A.4.A</b>	Absoluter Fehler bei der Geschwindigkeitskalibrierung für den Heißfilm Nr. 1 der X-Sonde Nr. 3 nach Gleichung (70), Gleichung (71), King (1914) und Collis und Williams (1959) <i>Absolute error of velocity calibration of hotfilm no. 1 of X-sensor no. 3 after equation (70), equation (71), King (1914) and Collis and Williams (1959)</i> ..... S. 84
<b>A.4.B</b>	Absoluter Fehler bei der Geschwindigkeitskalibrierung für den Heißfilm Nr. 2 der X-Sonde Nr. 3 nach Gleichung (70), Gleichung (71), King (1914) und Collis und Williams (1959) <i>Absolute error of velocity calibration of hotfilm no. 2 of X-sensor no. 3 after equation (70), equation (71), King (1914) and Collis and Williams (1959)</i> ..... S. 85
<b>A.5.A</b>	Absoluter Fehler bei der Geschwindigkeitskalibrierung für den Heißfilm Nr. 1 der X-Sonde Nr. 5 nach Gleichung (70), Gleichung (71), King (1914) und Collis und Williams (1959) <i>Absolute error of velocity calibration of hotfilm no. 1 of X-sensor no. 5 after equation (70), equation (71), King (1914) and Collis and Williams (1959)</i> ..... S. 86
<b>A.5.B</b>	Absoluter Fehler bei der Geschwindigkeitskalibrierung für den Heißfilm Nr. 2 der X-Sonde Nr. 5 nach Gleichung (70), Gleichung (71), King (1914) und Collis und Williams (1959) <i>Absolute error of velocity calibration of hotfilm no. 2 of X-sensor no. 5 after equation (70), equation (71), King (1914) and Collis and Williams (1959)</i> ..... S. 87

- A.6** Richtungsabhängigkeit ( $U_e(\alpha)/U(0^\circ)$ ) als Funktion des Anströmungswinkels  $\alpha$  für X-Heißfilmsonde Nr. 3  
*Directional sensitivity of the hotfilm calibration ( $U_e(\alpha)/U(0^\circ)$ ) as function of angle of attack  $\alpha$  for X-sensor no. 3* ..... **S. 91**
- A.7** Richtungsabhängigkeit ( $U_e(\alpha)/U(0^\circ)$ ) als Funktion des Anströmungswinkels  $\alpha$  für X-Heißfilmsonde Nr. 5  
*Directional sensitivity of the hotfilm calibration ( $U_e(\alpha)/U(0^\circ)$ ) as function of angle of attack  $\alpha$  for X-sensor no. 5* ..... **S. 92**

# Tabellenverzeichnis

1	Reibungskoeffizient als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz Luft-Wasser nach Isemer (1987) <i>Drag coefficient as function of wind speed and air-water temperature difference after Isemer (1987)</i> .....S. 17
2	Dalton-Zahl als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz Luft-Wasser nach Isemer (1987) <i>Dalton-number as function of wind speed and air-water temperature difference after Isemer (1987)</i> .....S. 18
3	Regressionen für $C_{DN}$ als Funktion der Windgeschwindigkeit nach verschiedenen Autoren <i>Regressions for <math>C_{DN}</math> as function of wind speed after different autors</i> S. 52
4	Regressionen für $C_{DN}$ unter Berücksichtigung unterschiedlicher Abschätzungen der turbulenten kinetischen Energiebilanz <i>Regressions for <math>C_{DN}</math> using different estimates of the turbulent kinetic energy balance</i> .....S. 56
A.1	Eichkonstanten für die Geschwindigkeitseichung als Funktion der Lufttemperatur <i>Calibration constants of the velocity calibration as function of air temperature</i> .....S. 76
A.2	Heißfilm-Geschwindigkeitseichung nach Gleichung (70) für $V \leq V_k$ <i>Hotfilm velocity calibration following equation (70) for <math>V \leq V_k</math></i> .....S. 79
A.3	Heißfilm-Geschwindigkeitseichung nach Gleichung (70) für $V \geq V_k$ <i>Hotfilm velocity calibration following equation (70) for <math>V \geq V_k</math></i> .....S. 79
A.4	Heißfilm-Geschwindigkeitseichung nach Gleichung (71) <i>Hotfilm velocity calibration following equation (71)</i> .....S. 83

# Symbolverzeichnis

$a$	Kolmogoroff-Konstante <i>Kolmogorov constant</i>
$B$	Auftriebsproduktion von turbulenter kinetischer Energie <i>buoyancy production of turbulent kinetic energy</i>
$BOW$	Bowen-Verhältnis <i>Bowen ratio</i>
$C_{uw}(\omega)$	Kreuzkovarianzspektrum <i>cross spectral density</i>
$C_D$	Reibungskoeffizient <i>drag coefficient</i>
$C_{DN}$	Neutraler Reibungskoeffizient <i>neutral drag coefficient</i>
$C_{DN,u}$	Neutraler Reibungskoeffizient, bestimmt aus dem longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrum <i>neutral drag coefficient determined using the longitudinal turbulent kinetic energy spectrum</i>
$C_{DN,w}$	Neutraler Reibungskoeffizient, bestimmt aus dem vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrum <i>neutral drag coefficient determined using the vertical turbulent kinetic energy spectrum</i>
$C_{DN,uw}$	Neutraler Reibungskoeffizient, korrigiert bezüglich Anisotropie und Vertialadvektion <i>neutral drag coefficient corrected for the effects of anisotropy and vertical advection</i>
$C_{o_{uw}}(f)$	Kospektrum als Funktion der Frequenz
$C_{o_{uw}}(\omega)$	<i>cospectral density as function of frequency</i>
$C_{oh}$	Kohärenz <i>coherence</i>

$c_p$	Spezifische Wärme bei konstantem Druck <i>specific heat under constant pressure</i>
$d$	Größe der Wirbelemente <i>eddy size</i>
$d_e$	Mittlere Größe der Wirbelemente im Produktionsbereich <i>mean eddy size within the energy containing subrange</i>
$D_e$	Divergenz des turbulenten Flusses kinetischer Energie <i>divergence of the turbulent kinetic energy flux</i>
$D_p$	Druck-Geschwindigkeitskorrelation <i>pressure-velocity correlations</i>
$e$	Turbulente kinetische Energie pro Masseneinheit <i>turbulent kinetic energy per unit mass</i>
$E$	Vertikaler Wasserdampffluß <i>vertical flux of water vapour</i>
$f$	Frequenz in Zyklen pro Zeiteinheit [Hz] <i>frequency in cycles per unit time [Hz]</i>
$f_0$	Frequenz des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches <i>frequency of the high frequency end of the inertial subrange</i>
$g$	Gravitationsbeschleunigung <i>acceleration of gravity</i>
$H$	Vertikaler sensibler Wärmefluß <i>vertical flux of sensible heat</i>
$I_u$	Frequenz des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches des longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrums <i>frequency of the high frequency end of the inertial subrange of the longitudinal turbulent kinetic energy spectrum</i>
$I_w$	Frequenz des hochfrequenten Endes des Trägheitsunterbereiches des vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrums <i>frequency of the high frequency end of the inertial subrange of the vertical turbulent kinetic energy spectrum</i>

$k$	Wellenzahl <i>wave number</i>
$k_1$	eindimensionale Wellenzahl in longitudinaler Richtung <i>one-dimensional wave number in longitudinal direction</i>
$k_d$	Wellenzahl innerhalb des Dissipationsbereiches <i>wave number within the dissipation subrange</i>
$k_e$	Wellenzahl innerhalb des Produktionsbereiches <i>wave number within the energy containing subrange</i>
$l$	Verdampfungswärme <i>evaporation heat</i>
$L$	Monin-Obukhov'sche Länge <i>Monin-Obukhov length</i>
$n$	Dimensionslose Frequenz <i>dimensionless frequency</i>
$p$	Druck <i>pressure</i>
$p_0$	Luftdruck im Meeresniveau (US-Standardatmosphäre): 1013.2 [hPa] <i>pressure at NN (US-standard atmosphere): 1013.2 [hPa]</i>
$P$	Mechanische Produktion turbulenter kinetischer Energie <i>mechanical production of turbulent kinetic energy</i>
$q$	spezifische Feuchte <i>specific humidity</i>
$Q$	Vertikaler latenter Wärmefluß <i>vertical flux of latent heat</i>
$Q_{uw}(\omega)$	Quadraturspektrum <i>quadrature spectral density</i>
$Q_1, Q_2$	Abkühlungsgeschwindigkeit, gemessen an den Heißfilmen Nr. 1 bzw. Nr. 2 einer X-Sonde <i>Cooling velocity measured at hotfilm no. 1 respectively no. 2 of a X-sensor</i>

Re	Reynolds Zahl <i>Reynolds number</i>
S(f)	Spektrale Energiedichte als Funktion der Frequenz <i>spectral energy density as function of frequency</i>
$S_u(f)$	Longitudinale spektrale Energiedichte als Funktion der Frequenz <i>longitudinal spectral energy density as function of frequency</i>
$S_v(f)$	Laterale spektrale Energiedichte als Funktion der Frequenz <i>lateral spectral energy density as function of frequency</i>
$S_w(f)$	Vertikale spektrale Energiedichte als Funktion der Frequenz <i>vertical spectral energy density as function of frequency</i>
$t_A$	Lufttemperatur in °C <i>air temperature in °C</i>
$t_S$	Arbeitstemperatur des Heißfilmsensors in °C <i>temperature of the hotfilm sensor in °C</i>
u, v, w	Komponenten des Windvektors <i>components of the wind vector</i>
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit <i>friction velocity</i>
$u_{*,u}$	Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt aus dem longitudinalen turbulenten kinetischen Energiespektrums mittels der "Dissipationsmethode" <i>friction velocity determined from the longitudinal turbulent kinetic energy spectrum using the "dissipation method"</i>
$u_{*,w}$	Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt aus dem vertikalen turbulenten kinetischen Energiespektrums mittels der "Dissipationsmethode" <i>friction velocity determined from the vertical turbulent kinetic energy spectrum using the "dissipation method"</i>
$U = \bar{u}$	Mittlere Windgeschwindigkeit in x-Richtung <i>mean wind speed in x direction</i>
$U_{10}$	Mittlere Windgeschwindigkeit in 10 Metern Höhe <i>mean wind speed in 10 meters height</i>

$U_e$	Effektive Abkühlungsgeschwindigkeit <i>effective cooling velocity</i>
$v_1, v_2$	Strömungskomponente senkrecht zu den jeweiligen Heißfilmen einer X-Sonde <i>flow component perpendicular to the hotfilms of a X-sensor</i>
$\vec{V}$	Windvektor <i>wind vector</i>
$V$	Mittlere Windgeschwindigkeit <i>mean wind speed</i>
$z$	Höhe <i>heigth</i>
$z_0$	Rauhigkeitslänge <i>roughness length</i>
$\alpha$	Anströmungswinkel <i>angle of attack</i>
$\beta$	Anströmungswinkel relativ zur Schiffslängsachse <i>angle of attack relativ to the longitudinal ship axis</i>
$\varepsilon$	Dissipation <i>dissipation</i>
$\zeta$	Dimensionsloser Stabilitätsparameter $z/L$ <i>dimensionless stability parameter <math>z/L</math></i>
$\eta$	Kolmogoroff-Mikroskala <i>Kolmogorov microscale</i>
$\theta$	Potentielle Temperatur <i>potential temperature</i>
$\kappa$	von Karmán-Konstante <i>von Karmán constant</i>
$\nu$	Kinematische Viskosität <i>kinematic viscosity</i>
$\rho$	Dichte <i>density</i>



$\phi$	Phasenwinkel <i>phase angle</i>
$\Phi_M(z/L)$	Dimensionslose Windscherung <i>dimensionless wind shear</i>
$\Phi_\epsilon(z/L)$	Dimensionslose Dissipationsrate <i>dimensionless dissipation rate</i>
$\Psi_M(z/L)$	Universelle Funktion im diabatischen Windprofil <i>universal function in diabatic surface layer wind profile</i>
$\Psi_H(z/L)$	Universelle Funktion im diabatischen Temperaturprofil <i>universal function in diabatic surface layer temperature profile</i>
$\Psi_E(z/L)$	Universelle Funktion im diabatischen Profil der spezifischen Feuchte <i>universal function in diabatic surface layer profile of specific humidity</i>
$\omega$	Kreisfrequenz <i>frequency in radians per unit time</i>

# Literaturverzeichnis

- Atatürk, S. S., 1991** Characterization of small scale roughness elements on a water surface. Technical Report NASA Grant NAGW - 1322, 196 pp.
- Atlas zur Ermittlung der Wellenhöhe in der südlichen Ostsee, 1979**  
Seehydrographischer Dienst der Deutschen Demokratischen Republik.
- Batchelor, G. K., 1953** The theory of homogeneous turbulence. Cambridge University Press, 197 pp.
- Behrens, K., 1993** Turbulente Windfluktuationen und vertikale Flüsse im Küstenvorfeld. Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Kiel, Band 233, 81 pp.
- Bâth, M., 1974** Spectral analysis in geophysics. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam., p. 563.
- Bradley, F. I., Paulson, C. A. Miyake, M., 1972** Profiles of wind, temperature and humidity over the Arabian Sea. Meteorol. Monograph 6.
- Bradley, E. F., Antonia, R. A. and Chambers, A. J., 1981** Temperature structure in the atmospheric surface layer. Boundary Layer Meteor., Vol. 20, p. 275 - 292.
- Bruun, H. H., 1971a** Interpretation of a hot wire signal using a universal calibration law. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 4, p. 225 - 231.
- Bunker, A. F., 1976** Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. Monthly Weather Review, Vol. 104, p. 1122 - 1140.
- Bush, N. E. and Panofsky, H. A., 1968** Recent spectra of atmospheric turbulence. Quart. J. R. Met. Soc., Vol. 94, p. 132 - 148.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C. and Izumi, Y., 1971** Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., Vol. 28, p. 181 - 189.
- Champagne, F. H., Sleicher, C. A. and Wehrmann, O. H., 1967**  
Turbulence measurements with inclined hot-wires. Part 1: Heat transfer experiments with inclined hot-wires. J. Fluid Mech., Vol. 28, p. 153-176.

- Champagne, F.H., Friehe, C. A., LaRue, J. C.; Wyngaard, J.C., 1977**  
Flux measurements, flux estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land. *J. Atmos. Soc.*, Vol. 34, p. 515 - 530.
- Charnock, H., 1955** Wind stress on a water surface. *Q. J. R. Met. Soc.*, Vol. 81, p. 639 - 640.
- Cokelet, E. D., 1977** Breaking waves. *Nature*, Vol 267, p. 769 - 774.
- Collis, D. C. and Williams, M. J., 1959** Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 16, p. 357 - 384.
- Davidson, K. L., Houlihan, C. W., Fairall, C. W. and Schacher, E, 1978**  
Observations of  $C_T^2$  over the ocean. *Boundary Layer Meteor.*, Vol. 15, p. 507 - 523.
- Deacon, E. L., 1981** The streamwise Kolmogorov constant. *Bound. Layer Meteor.*, Vol. 42, p. 9 - 17.
- DeCosmo, J., 1991** Air-sea exchange of momentum, heat and water vapor over whitecap sea states. Dissertation, University of Washington.
- Dietrich, G., Kalle, K., Krauss, W., Siedler, G., 1975** Allgemeine Meereskunde. Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 593 pp.
- Donelan, M. A., 1982** The dependence of the aerodynamic drag coefficient on wave parameters. In *First International Conference on Meteorology and Air-Sea Interaction of the Coastal Zone*, American Meteorological Society, Boston, Mass., p. 381 - 387
- Dunckel, M., Hasse, L., Krügermeyer, L., Schriever, D. and Wucknitz, J., 1974** Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapor in the atmospheric surface layer at sea during ATEX. *Boundary-Layer Met.*, Vol. 6, p. 81 - 106.
- Dyer, A. J., 1974** A review of flux profile relationships. *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 7, p. 363 - 372.
- Dyer, A. J. and Hicks, B. B., 1982** Kolmogorov constants at the 1976 ITCE. *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 22, p. 137-150.
- Edson, J. B., Fairall, C. W., Mestayer, P. G., Larsen, S. E., 1991** A study of the inertial dissipation method for computing air-sea fluxes. *J. Geophys. Res.*, Vol. 96 (C6), p. 10869 - 10711.

- Fairall, C. W., Markson, R., Schacher, G. E. and Davidson, K. L., 1980**  
An aircraft study of turbulent dissipation and temperature structure function in the unstable marine atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 19, p. 453-469.
- Fleagle, R. G., 1972** BOMEX: An appraisal of results. *Science*, Vol. 176, p. 1079 - 1084.
- Friedlander, S. K. and Topper, L., 1961** Classic papers on statistical theory. Interscience Publishers, Inc. New York, 186 pp.
- Friehe, C. A. and Schwartz, W. H., 1968** Deviations from the cosine law for yawed cylindrical anemometers. *J. Appl. Mech.*, Vol. 35, p. 665-662.
- Garratt, J. R., 1972** Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh). Part II: Production and dissipation of velocity and temperature fluctuations. *Q. J. Roy. Met. Soc.* Vol. 98, p. 642 - 657.
- Garratt, J. R., 1977** Review of drag coefficients over oceans and continents. *Mon. Weather Rev.*, Vol. 105, p. 915 - 929.
- Garratt, J. R., 1992** The atmospheric boundary layer. Cambridge atmospheric and space science series, Cambridge University Press, 316 pp.
- Geernaert, G. L., Katsaros, K. B. and Richter, S., 1986** Variation of the drag coefficient and its dependence on sea state. *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, p. 7667 - 7679.
- Hasse, L., 1968** Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*, Heft 11, Cram, de Gryter u. Co, Hamburg, 70 pp.
- Hasse, L., 1978** Profile derived turbulent fluxes in the surface layer under disturbed and undisturbed conditions during GATE. *Meteor-Forschungsergebnisse*, Reihe B, Band 13, p. 24 - 40.
- Hicks, B. B., and Dyer, A., J., 1972** The spectral density techniques for determination of eddy fluxes. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, Vol. 98, p. 838-844.
- Hinze, J. O., 1959** Turbulence: An introduction to its mechanism and theory. McGraw-Hill Book Company, 586 pp.
- Hsu, S. A., 1974** A dynamic roughness equation and its application to wind stress determination at the air-sea interface. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 4, p. 116 - 120.

- Isemer, H. J., 1987** Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik. Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Kiel, Band 160, 184 pp.
- Jørgensen, F. E., 1971** Directional sensitivity of wire and fiber-film probes. DISA Information No. 11, p. 31-37.
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. and Coté, O. R., 1972** Spectral characteristics of surface layer turbulence. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., Vol. 98, p. 563 - 589.
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Haugen, D. A., Coté, O. R. and Izumi, Y., 1976** Turbulence structure in the convective boundary layer. J. Atmos. Sci., Vol. 33, p. 2152 - 2169.
- King, L. V., 1914** On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid. Phil. Trans. Roy. Soc., London, A214, p. 373 - 432.
- Kistler, A. L. and Vrebalovich, T., 1966** Grid turbulence at large Reynolds numbers. J. Fluid Mech., Vol. 26, No. 1, p. 37 - 47.
- Kitaigorodski, S. A., 1973** The Physics of air-sea interaction. Translated from Russian by A. Baruch, Israel Program for Scientific Translation, Jerusalem.
- Kjellström, B. and Hedberg, S., 1970** Die Eichung eines DISA-Hitzdrahtanemometers und Bestätigung der Eichung durch Messungen in einem zylindrischen Kanal. DISA-Information, Heft 9, p. 8 - 21.
- Kolmogoroff, A. N., 1941** Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr hohen Reynoldsschen Zahlen. Sammelband zur Statistischen Theorie der Turbulenz. Akad. -Verlag Berlin, p. 71 - 76.
- Kohsiek, N., 1982** Measuring  $C_T^2$ ,  $C_q^2$  and  $C_{Tq}$  in the unstable surface layer, and relations to the vertical fluxes of heat and moisture. Boundary-Layer Meteorol., Vol. 24, p. 89-107.
- Kramer, H., 1946** Physica, Amsterdam, Vol. 12, p. 61.
- Kraus, E. B., 1968** What do we not know about sea-surface wind stress. Bull. Am. Met. Soc., Vol. 49, p. 247 - 253.
- Krügermeyer, L., 1974** Vertical transports of momentum, sensible heat and latent heat from profiles at the tropical Atlantic during ATEX. Meteor-Forschungsergebnisse, Reihe B, Band 11, p. 51 - 77.

- Krügermeyer, L., 1976** Vertical transports of momentum, sensible and latent heat from profiles at the tropical Atlantic during ATEX. Meteor-Forschungsergebnisse, Reihe B, Band 11, p. 51 - 77.
- Krügermeyer, L., Grünwald, M. and Dunkel, M., 1978** The influence of sea waves on the wind profile. Boundary-Layer Met., Vol. 14, p. 403 - 414.
- Large, W. G., and Pond S., 1981** Open ocean momentum measurements in moderate to strong winds. J. Phys. Oceanogr., Vol. 11, p. 324 - 336.
- Large, W. G., and Businger, J. A., 1988** A system for remote measurements of the wind stress over the ocean. J. Atmos. Oceanic Technol., Vol. 5, p. 274-285.
- Larsen, S. E. and Bush, N. E., 1974** Hot-wire measurements in the atmosphere. Part 1: Calibration and response characteristics. DISA Information No. 16, p. 15 - 34.
- LeBlond, P. H., 1978** Waves in the ocean. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 602 pp.
- Longuet-Higgins, M. S., 1969** On wave breaking and equilibrium spectrum of wind-generated waves. Proc. Roy. Soc. London, A310, p. 151 - 159.
- Louis, J.-F., 1979** Parametric model of the vertical eddy fluxes in the atmosphere. Boundary-Layer Met., Vol. 17(2), p. 187 - 202.
- Lumley, J. L. and Panofsky, H. A., 1964** The structure of the turbulence. Interscience Publishers, John Wiley and Sons, New York, 239 pp.
- MacCready, P. B., 1953** Atmospheric turbulence measurements and analysis. J. Meteorol., Vol. 10, No. 4, p. 325.
- McBean, J. E, Stewart, R. W. and Miyake, M., 1971** The turbulent energy budget near the surface. J. Geophys. Res., Vol. 76, p. 6540 - 6549.
- McBean, G. A., Elliot, J. A., 1975** The vertical transports of kinetic energy by turbulence and pressure in the boundary layer. J. Atmospheric Sci., Vol. 32, p. 753 - 766.
- Mestayer, P. G., Champagne, F. H., Friehe, C. A., LaRue, J. C. and Gibson, C. H., 1978** Estimation of the fluxes over the ocean by the covariance and dissipation method. in A. Favre and K. Hasselmann: Turbulent fluxes through the sea surface. Wave dynamics and prediction. Plenum, New York. p. 52-63.

- Mestayer, P. G., Pages J.-P., Coantic, M., and Saissac, J., 1980** A comparison of spectral and cospectral characteristics of dynamic and thermal turbulent fluxes in weakly stratified boundary layers. Z. Zaric (ed.), Hemisphere Publ., Washington, DC.
- Miles, J. W., 1957** On the generation of surface waves by shear flows. J. Fluid Mech., Vol. 3, p. 185 - 204.
- Nachtrag Nr.1 zum Nordsee-Handbuch: Östlicher Teil, 1991**  
Bundesanstalt für Seeschifffahrt und Hydrographie.
- Ochi, M. K., 1983** Prediction of occurrence of breaking waves in deep water. Journal of Physical Oceanography, Vol. 13, p. 2008 - 2019.
- Panofsky, H. A., 1962** Scale analysis of atmospheric turbulence at 2 m. Q. J. R. Meteorol. Soc., Vol. 88, p. 57 - 69.
- Panofsky, H. A. and Dutton, J. A., 1984** Atmospheric turbulence. Wiley-Interscience Publication, 397 pp.
- Paquin, J. E. and Pond, S., 1971** The determination of the Kolmogorov constants for velocity, temperature and humidity fluctuations from second- and third order structure functions. J. Fluid Mech., Vol. 50, No. 2, p. 257 - 269.
- Paulson, C. A., 1970** The mathematical representation of wind speed and temperature profile in the unstable atmospheric surface layer. J. Appl. Met., Vol. 9, p. 857 - 861.
- Pond, S., Stewart, R. W. and Burling, R. W., 1963** Turbulence spectra in the wind over waves. J. Atmos. Sci., Vol. 20, No. 3., p. 319 - 324.
- Pond, S., Smith, S. D., Hamblin, P. F. and Burling, R. W., 1966** Spectra of velocity and temperature fluctuations in the atmospheric boundary layer over the sea. J. Atmos. Sci., Vol. 23, No. 4, p. 376 - 386.
- Record, F. A. and Cramer, H. E., 1966** Turbulent energy dissipation rates and exchange processes above a non-homogeneous surface. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., Vol. 92, No. 394, p. 519 - 532.
- Rotta, J. C., 1972** Turbulente Strömungen. Teubner Verlag, Stuttgart. 267 pp.
- Schacher, G. E., Davidson, K. L., Houlihan, T. M. and C. W. Fairall, 1981** Measurements of the rate of dissipation of turbulent kinetic energy over the ocean. Boundary-Layer Meteorol., Vol. 20, p. 321-330.

- Smith, S. D., 1980** Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 10, p. 709 - 726.
- Smith, S. D., 1988** Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.*, Vol. 93, C12, p. 15467 - 15472.
- Smith, D. S., Anderson, R. J., Oost, W. A., Kraan, C., Maat, N., DeCosmo, J., Katsaros, K. B., Davidson, K. L., Bumke, K., Hasse, L. and Chadwick, H. M., 1992** Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS results. *Boundary-Layer Met.*, Vol. 60, p. 109 - 142.
- Taylor, R. J., 1955** Some observations of wind auto-correlations in the lowest layers of the atmosphere. *Austral. J. Phys.*, Vol. 8, No. 4, p. 535.
- Taylor, R. J. , 1961** A new approach to the measurement of turbulent fluxes in the lower atmosphere. *J. Fluid Mech.*, Vol 10., p. 449 - 458.
- Tennekes, H. and Lumley, J. L., 1972** A first course in turbulence. Massachusetts Institute of Technology Press, 300 pp.
- Van Atta, C. W. and Chen, W. Y., 1970** Structure function of turbulence in the atmospheric boundary layer over the ocean. *J. Fluid. Mech.*, Vol. 44, No. 1, p. 145 - 159.
- Weiler, H. S. and Burling, R. W., 1967** Direct measurements of stress and spectra of turbulence in the boundary layer over the sea. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 24, p. 653 - 664.
- Wu, J., 1980** Wind stress coefficients over the sea surface near neutral conditions - a Revisit. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 10, p. 727 - 740.
- Wucknitz, J., 1974** Bestimmung der turbulenten Flüsse von Impuls und sensibler Wärme aus Fluktuationmessungen und Struktur des Windfeldes über den Wellen über dem tropischen Atlantik während APEX. Dissertation, Hamburg, 159 pp.
- Wucknitz, J., 1979** The influence of anisotropy on stress estimation by the indirect dissipation method. *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 17, p. 119 - 131.
- Wyngaard, J. C. and Cotè, O. R., 1971** The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 28, p. 190 - 201.



- Wyngaard, J. C. and Cotè, O. R., 1972** Cospectral similarity in the atmospheric surface layer. Q. J. R. Meteor. Soc. Vol. 98, p. 590 - 603.
- Wyngaard, J. C. and Pao, Y. H., 1971** Some measurements of the fine structure of large Reynolds number turbulence. Proceedings of the Symposium at San Diego, July 15 - 21, 1971. Eds. M. Rosenblatt und C. Van Atta. Lecture Notes in Physics, 1972, Vol. 12, Springer Verlag, p. 384 - 401.
- Zank, I., 1981** Experimentelle Untersuchung der Skalierungseigenschaften turbulenter Druck- und Windgeschwindigkeitsfluktuationen in der wassernahen Luftschicht. Dissertation, Hamburg, 133 pp.